Steven Weinberg

Teile des Unteilbaren

Entdeckungen im Atom

1984

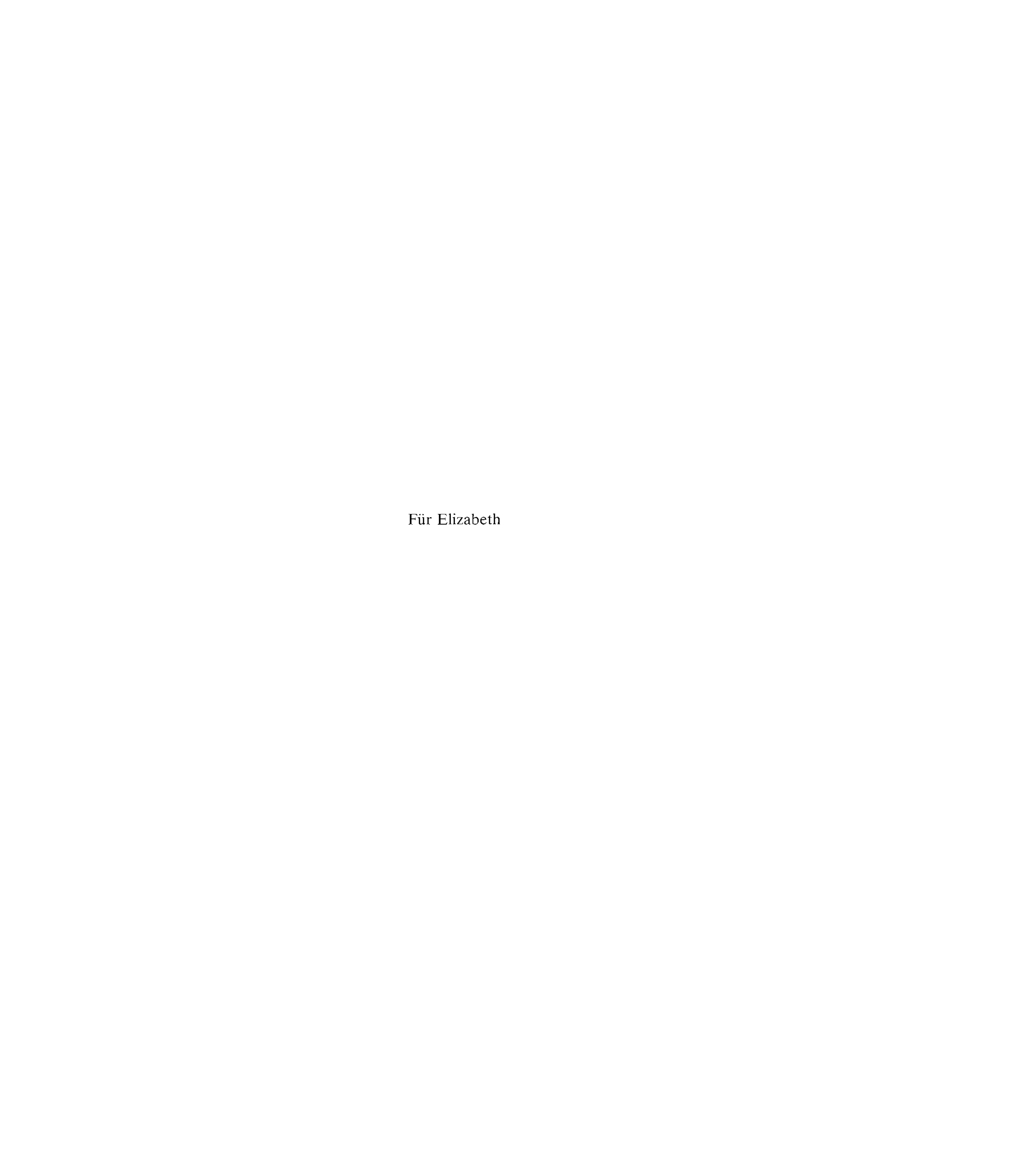
TEILE DES UNTEILBAREN

TEILE DES UNTEILBAREN

Entdeckungen im Atom

Steven Weinberg





Für Elizabeth

Inhalt

Vorwort
Eine Welt aus Teilchen 1
6 Die Potenzschreibweise

Die Entdeckung des Elektrons 9
10 Rückblick: Die Natur der Elektrizität
15 Elektrische Entladungen und die Kathodenstrahlen
19 Rückblick: Newtons Bewegungsgesetze
23 Ablenkung der Kathodenstrahlen
26 Rückblick: Elektrische Kräfte
31 Elektrische Ablenkung der Kathodenstrahlen
33 Rückblick: Magnetische Kräfte
38 Magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen
40 Thomsons Beweise
43 Rückblick: Energie
49 Die Energiebilanz für Thomsons Kathodenstrahl-Versuche
53 Das Elektron als Elementarteilchen

Atomares Maß 59
61 Rückblick: Atomgewichte
69 Rückblick: Die Elektrolyse
73 Die ersten Meßwerte für die Elektronenladung

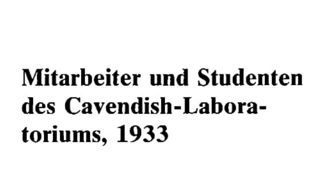
Der Atomkern 81
87 Die Entdeckung der Radioaktivität
96 Die Entdeckung des Atomkerns
104 Ordnungszahlen und radioaktive Zerfallsreihen
111 Das Neutron

Mehr Teilchen 125

125 Photonen
126 Neutrinos
127 Positronen
128 Mehr Antiteilchen
130 Myonen und Pionen
133 Seltsame Teilchen
133 Der Zoo der Hadronen
134 Quarks
135 Die intermediären Vektorbosonen
135 Die Suche geht weiter

Anhang 139

139 A: Newtons Zweites Bewegungsgesetz
140 B: Elektrische und magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen
143 C: Elektrische Felder und Feldlinien
145 D: Arbeit und kinetische Energie
148 E: Energieerhaltung bei den Kathodenstrahl-Experimenten
149 F: Gaseigenschaften und Boltzmann-konstante
154 G: Millikans Öltröpfchenversuch
158 H: Radioaktiver Zerfall
163 I: Potentielle Energie im Atom
165 J: Rutherford-Streuung
169 K: Impulserhaltung und Stoßgesetze
174 Tabellen
176 Literatur
178 Bildnachweise
180 Index

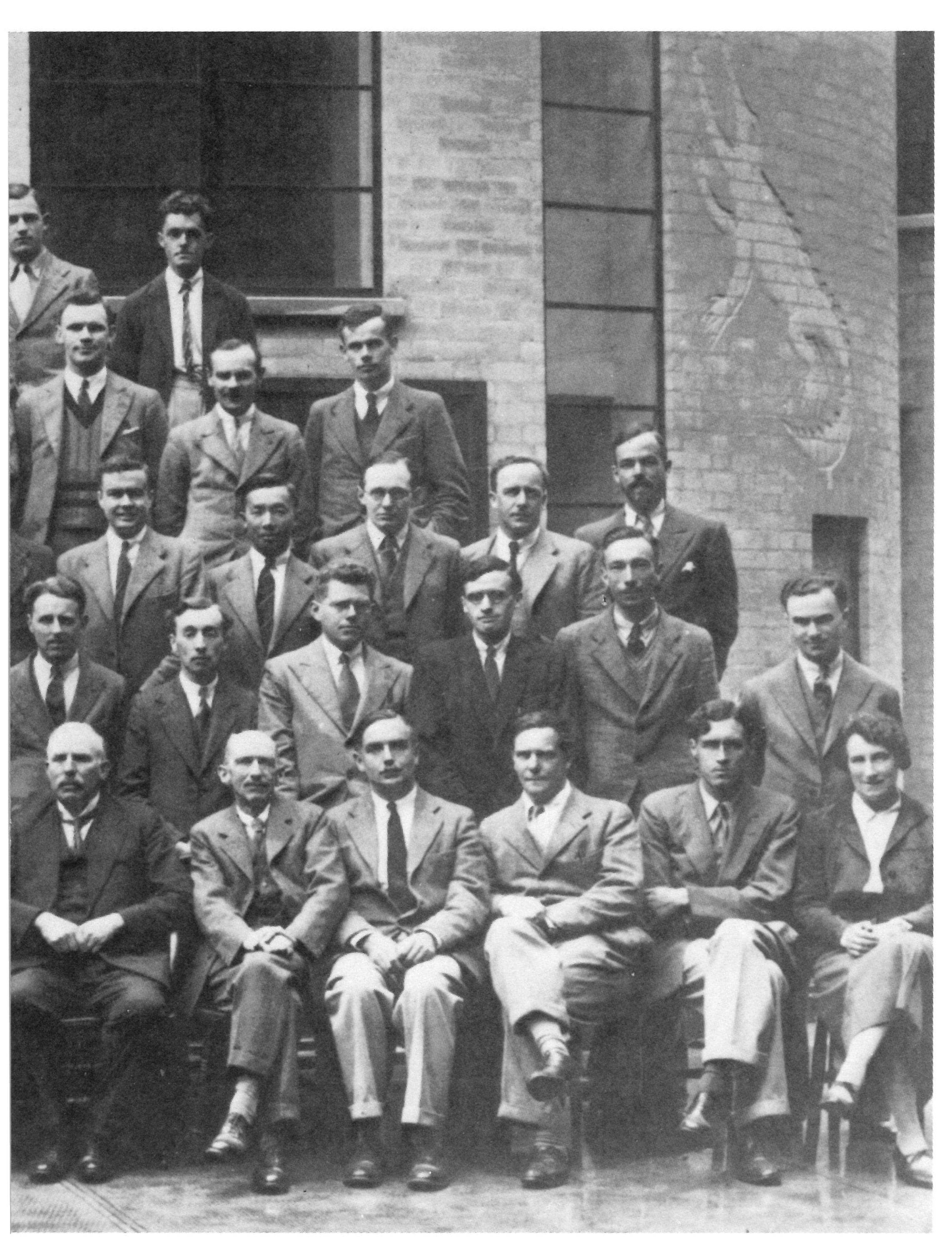


Mitarbeiter und Studenten des Cavendish-Laboratoriums, 1933

Oberste Reihe:
W. J. Henderson
W. E. Duncanson
P. Wright
G. E. Pringle
H. Miller

Zweite Reihe:
C. B. O. Mohr
N. Feather
C. W. Gilbert
D. Shoenberg
D. E. Lea
R. Witty
Halliday
H. S. W. Massey
E. S. Shire

Dritte Reihe:
B. B. Kinsey
F. W. Nicoll
G. Occhialini
E. C. Allberry
B. M. Crowther
B. V. Bowden
W. B. Lewis
P. C. Ho
E. T. S. Walton
P. W. Burbidge
F. Bitter



Vierte Reihe:
J. K. Roberts
P. Harteck
R. C. Evans
E. C. Childs
R. A. Smith
G. T. P. Tarrant
L. H. Gray
J. P. Gott
M. L. Oliphant
P. I. Dee
J. L. Pawsey
C. E. Wynn-Williams

Unterste Reihe:
Sparshott
J. A. Ratcliffe
G. Stead
J. Chadwick
G. F. C. Searle
Professor Sir J. J. Thomson
Professor Lord E. Rutherford
Professor C. T. R. Wilson
C. D. Ellis
Professor P. L. Kapitza
P. M. S. Blackett
Davies

Vorwort

Dieses Buch entstand aus einer Vorlesung, die ich im Frühjahr 1980 im Rahmen eines neuen Kursprogrammes der Harvard-Universität hielt und ein Jahr später – als Gast – an der Universität von Texas wiederholte. Ziel war es, Studenten an die großen Errungenschaften der Physik des 20. Jahrhunderts heranzuführen und sie dafür zu begeistern, ohne besondere mathematische oder physikalische Vorkenntnisse vorauszusetzen. Das notwendige Grundwissen wurde dabei nur in dem Maße entwickelt, wie unbedingt nötig, um die modernen Entwicklungen zu verstehen. Klassische Physik – Mechanik, Wärmelehre, Elektromagnetismus und so fort – sollte sich dem Studenten eher beiläufig im Rückblick erschließen. Dieses Konzept hatte Erfolg, und ich beschloß, meine Vorlesungsunterlagen zu einem Buch auszuarbeiten, wenngleich mir die Zeit fehlte, das gesamte Vorlesungsmaterial entsprechend aufzubereiten. Einem Vorschlag von Neil Patterson vom Verlag W. H. Freeman folgend arbeitete ich den ersten Teil dieser Vorlesung für eine Buchreihe des Scientific American aus, die Spektrum der Wissenschaft in deutscher Übersetzung herausgibt. Das Ergebnis ist diese Einführung in ein Stück Physikgeschichte des 20. Jahrhunderts. Vielleicht gelingt es mir, diesen ersten Überblick über die Physik des 20. Jahrhunderts in künftigen Bänden zu vertiefen und zu vervollständigen.

Dieses Buch beschreibt die Entdeckung der Elementarteilchen, aus denen sich alle Atome der gewöhnlichen Materie zusammensetzen: das Elektron, das Proton und das Neutron. Dabei bildet die Geschichte den Rahmen, jedoch handelt es sich hier nicht um Geschichte im üblichen Sinne. Die meisten Bücher zur Wissenschaftsgeschichte folgen einem Entweder-Oder: Sie sind entweder für Leser geschrieben, die mit der jeweils betrachteten Wissenschaft nicht vertraut sind, und handeln die Geschichte dann zwangsläufig skizzenhaft und fachfremd ab, oder aber sie richten sich an Fachleute, die sich in der Wissenschaft bereits heimisch fühlen, und bleiben daher für Laien unzugänglich. Das vorliegende Buch ist für Leser geschrieben, die nicht unbedingt mit der klassischen Physik vertraut sein müssen; vorausgesetzt wird nur die Bereitschaft, nach und nach genügend physikalisches Rüstzeug aufzugreifen, um die vielfältigen – bisweilen verwickelten – Konzepte und Ideen verstehen zu können, die hinter den wichtigsten Experimenten in der Geschichte der modernen Physik stehen. Das notwendige Hintergrundwissen liefern die Rückblenden innerhalb der einzelnen Kapitel, das sind Abschnitte, die im Rückblick klassische Prinzipien der Physik erläutern: die Natur der Elektrizität, Newtons Bewegungsgesetze, elektrische und magnetische Kräfte, die Erhaltung der Energie, Atomgewichte und anderes mehr. Die physikalischen Grundlagen werden stets dort eingeschoben, wo sie gebraucht werden, um den nächsten Punkt im historischen Ablauf zu verstehen.

Diese Rückblenden und das anderweitig eingestreute Hintergrundwissen sind der eigentliche Grund, warum ich dieses Buch geschrieben habe – meine heimliche Motivation kann ich hier ruhig eingestehen, denn wer liest schon das Vorwort? Wie viele andere Wissenschaftler halte ich wissenschaftliche Entdeckungen für ganz entscheidende Elemente unserer Kultur und bedauere, daß so viele ansonsten gebildete Leute von dieser Seite unserer Kultur ausgeschlossen sind, weil es an den Grundkenntnissen hapert. Allerdings überrascht diese Bildungslücke nicht, denn physikalisch weiterbilden kann man sich anhand der üblichen Physikbücher nur auf einem Weg: Man muß denselben altehrwürdigen Lehrstoff durchackern, den schon Generationen von Fachwissenschaftlern gelernt haben. Stets kommt zuerst die Mechanik an die Reihe, dann gewöhnlich Wärmelehre, Elektrizität und Magnetismus und schließlich Optik; als Leckerbissen wird noch ein bißchen „moderne Physik" angehängt. Dieses Lernprogramm mag ideal sein, wenn man Physiker werden will, ansonsten aber erscheint dieser Weg vielen wie eine endlose Durststrecke – nicht einmal zu Unrecht. Wir Physiker sind ein sonderbarer Haufen, denn wer sonst findet schon großes Vergnügen an Berechnungen, wie wir sie in den traditionellen Physikvorlesungen lernen, seien es nun Formeln für Stöße zwischen Billardkugeln,

elektrische Ströme in Leitern oder auch der Lichtweg in einem Fernrohr. Vernünftigerweise kann man wohl nicht erwarten, daß sich jeder die Physik auf diesem Wege erschließen möchte. Schließlich erwartet ja auch niemand, daß ein Musikliebhaber Gefallen an Tonleitern und Fingerübungen findet, wenn er kein Instrument spielen möchte. Wenn ein Physiker versucht, einem Laien etwas von den Grundlagen der Physik zu vermitteln, muß er es schaffen, sein Gegenüber für seine Sache zu begeistern.

Ein Ansatzpunkt dazu war für mich die Annahme, daß ein Leser wohl am ehesten an den bahnbrechenden wissenschaftlichen Ideen und Entdeckungen unserer Zeit interessiert ist, einerlei, ob es ihm Spaß macht, Stoßgleichungen aufzustellen, oder nicht. Deshalb beginne ich nicht mit einer langen Einführung in die elementare klassische Physik, sondern lade den Leser stattdessen ein, sich unmittelbar in die Physik des 20. Jahrhunderts zu stürzen; dabei werden die wichtigsten Themen so vorgestellt, daß auch die Gedanken und Methoden ihrer Wurzeln in der klassischen Physik deutlich werden. Das erste Thema ist die Entdeckung des ersten Elementarteilchens, des Elektrons. Um zu verstehen, welche Experimente J. J. Thomson und andere zu dieser Entdeckung führten, muß der Leser etwas über Newtons Bewegungsgesetze, die Energieerhaltung sowie elektrische und magnetische Kräfte erfahren. Das nächste Thema handelt davon, wie man atomare Abstände und Eigenschaften von Atomen messen kann. Hier lernt der Leser mehr über die Mechanik kennen und kann ein wenig Chemie kosten. Und so geht es weiter. Entscheidend ist, daß der Leser sich erst dann mit der klassischen Physik oder Chemie auseinanderzusetzen braucht, wenn bereits ersichtlich ist, daß sie für das Verständnis der Fortschritte in der modernen Physik notwendig sind.

Das hat natürlich seinen Preis: Die Reihenfolge, in der elementare Prinzipien der Physik in diesem Buch eingeführt werden, entspricht nicht der Systematik, die ein Physiker wohl gewohnt ist. Zum Beispiel wird der Begriff des Impulses erst im Zusammenhang mit der Entdeckung des Atomkerns erläutert – obwohl er üblicherweise im Rahmen der elementaren Mechanik zusammen mit dem Energiesatz abgehandelt wird. Ich sehe keinen Nachteil darin, einzelne Themen zurückzustellen. Auch ich habe das, was ich über Physik und Mathematik weiß, meist erst dann gelernt, wenn ich keine andere Wahl hatte – wenn ich einfach etwas Neues lernen mußte, um weiterzukommen. Vermutlich ist es bei den meisten Wissenschaftlern so. Dann käme der Aufbau dieses Buches dem tatsächlichen Ausbildungsweg der Physiker sogar näher als viele Lehrbücher und Vorlesungen, die wir uns für Physikstudenten ausdenken.

Ich würde mir wünschen, daß dieses Buch dazu beiträgt, die Art und Weise, wie man Wissenschaft sinnvoll an Nichtwissenschaftler heranträgt, gründlich zu überdenken. Ob sich dieses Konzept durchsetzt, darüber werden letztlich die Leser und wohl auch die Zeit entscheiden. Wenn alles gutgeht und ich die Buchreihe über die Physik des 20. Jahrhunderts fortsetzen kann, wird als zweiter Band die Relativitäts- und Quantentheorie folgen.

Ich habe mich bemüht, dieses Buch so zu schreiben, daß man es ohne wissenschaftliche Vorkenntnisse verstehen kann. Vorausgesetzt wird lediglich elementare Mathematik, genauer: Arithmetik. Im Text habe ich mich auf ganz wenige wichtige Gleichungen beschränkt, und auch sie sind nicht in abstrakten Symbolen, sondern in verständlichen Worten formuliert. Leser, die sich in Algebra mehr zuhause fühlen, finden im Anhang die Rechnungen, auf die sich die Argumentation im Hauptteil des Buches stützt.

Dieses Buch ist zwar in erster Linie für Nichtwissenschaftler geschrieben, aber vielleicht finden auch einige Kollegen aus der Physik Gefallen daran. Denn viele der hier beschriebenen wissenschaftlichen Errungenschaften haben erst den Boden für unsere eigenen Forschungsergebnisse bereitet. Von diesen historischen Wurzeln hatte ich nur eine sehr verschwommene Vorstellung, als ich anfing, die Vorlesungen in Harvard und Texas vorzubereiten, und vermutlich war ich da nicht der einzige. Was die historische Seite – nicht die physikalische – betrifft, ist dieses Buch auch für meine Mit-Physiker gedacht.

Das gleiche gilt natürlich für die Wissenschaftshistoriker. Hier muß ich jedoch eine zusätzliche Einschränkung machen. In einem Buch wie diesem ist es unmöglich, all die vielen Einflüsse aufzuzeigen, die zu den Umwälzungen in der Physik des 20. Jahrhunderts geführt haben. Alles, was ich in diesem Rahmen tun konnte, war, einige wenige experimentelle und theoretische Entdeckungen vorzustellen, die gleichzeitig einen Schlüssel in die Hand geben, um die klassische und moderne Physik in ihren wichtigsten Elementen zu verstehen. Für Auswahl und Darstellung des Stoffes waren gleichermaßen physikalische wie historische Überlegungen ausschlaggebend, wobei ich natürlich versucht habe, historische Fehler auszuschließen. Selbstverständlich war es nie meine Absicht, mit dem vorliegenden Buch eine Zusammenfassung für die Geschichtsforschung zu schreiben – das wäre ein krasses Mißverständnis. Aber ich habe viele Originalarbeiten von Thomson, Rutherford, Millikan, Moseley, Chadwick und anderen durchgelesen und schließlich hauptsächlich auf wissenschaftshistorische Sekundärliteratur zurückgegriffen; die Quellen sind im Literaturverzeichnis am Ende des Buches aufgeführt. In den „Anmerkungen" am Ende jedes Kapitels sind jeweils einige Originalarbeiten zitiert, um die es im Text geht, und zusätzlich die neueren Arbeiten angegeben, auf die ich im Einzelfall zurückgegriffen habe.

An dieser Stelle möchte ich Howard Boyer, Andrew Kudlacik, Neil Patterson und Gerard Piel für ihre Unterstützung bei diesem Buchprojekt und Aidan Kelly für seine einfühlsame Überarbeitung des Manuskriptes und viele wertvolle Anregungen danken. Bei der Vorbereitung der ersten Vorlesung in Harvard war mir Paul Bamberg eine wertvolle Hilfe. Ganz herzlich danken möchte ich schließlich I. Bernhard Cohen, Peter Galison, Gerald Holton, Arthur Miller und Brian Pippard, die sich die Mühe gemacht haben, Teile des Manuskripts kritisch durchzusehen und zu kommentieren. Dadurch konnten schwerwiegende historische Fehler beseitigt werden.

Steven Weinberg
Austin, Texas
Mai 1982

Eine Welt aus Teilchen

Wieviele Menschen haben sich beim Betrachten der winzigen Steinchen in einer Handvoll Sand wohl schon über die ungleich feineren und härteren Körnchen Gedanken gemacht, aus denen alle Formen von Materie bestehen? Die Behauptung, daß Materie aus unteilbaren Teilchen zusammengesetzt ist, die man nach dem griechischen Wort ατομοσ für „unteilbar" als Atome bezeichnet, können wir bis in die Antike zurückverfolgen. In der thrakischen Hafenstadt Abdera am Mittelmeer lehrten in der zweiten Hälfte des fünften vorchristlichen Jahrhunderts die griechischen Philosophen Leukippos und Demokrites, daß alle Materie aus Atomen und leerem Raum besteht.

Abdera liegt heute in Trümmern. Nicht ein einziges von Leukippos geschriebenes Wort ist übrig geblieben, und von den Aufzeichnungen Demokrites besitzen wir lediglich ein paar Fragmente, die kaum weiterhelfen. Und doch hat sich ihre Idee von Atomen gehalten, mehr noch, sie wurde in den folgenden Jahrtausenden immer wieder zitiert. Mit Hilfe dieser Vorstellung lassen sich sehr viele alltägliche Beobachtungen sinnvoll erklären, die rätselhaft bleiben, wenn man sich Materie als ein Kontinuum vorstellt, das den jeweils eingenommenen Raum gleichmäßig ausfüllt. Wie wäre besser zu verstehen, daß sich ein Stück Salz in einem Topf Wasser auflöst, als mit der Annahme, daß die Atome, aus denen das Salz zusammengesetzt ist, in den leeren Raum zwischen den Wasseratomen ausweichen? Wie könnten wir besser erklären, daß sich ein Tropfen Öl auf einer Wasseroberfläche nur über eine begrenzte Fläche ausbreiten kann, als wenn wir annehmen, daß der Ölfilm das Wasser wie ein Teppich aus Atomen überzieht, bis er nur noch ein paar Atomlagen dick ist.

Mit dem Beginn der modernen Naturwissenschaft entwickelte sich die Vorstellung von den Atomen allmählich zur Grundlage für quantitative Theorien über den Aufbau der Materie. Im 17. Jahrhundert versuchte beispielsweise Isaac Newton (1642–1727), die Expansion der Gase als Ausströmen von Atomen in den leeren Raum zu erklären. Zu Beginn des 19. Jahrhunderts machte John Dalton (1766–1844) dann eine wesentlich weitreichendere Entdeckung: Er erklärte die festen Gewichtsverhältnisse zwischen den chemischen Elementen in einer Verbindung als Folge der relativen Atomgewichte dieser Elemente.

Gegen Ende des 19. Jahrhunderts waren die meisten Wissenschaftler mit den Atomtheorien vertraut – aber allgemein akzeptiert war dieses Konzept noch nicht. In England begünstigte das wissenschaftliche Erbe von Newton und Dalton die Atomtheorien, die dort schon früh angewandt wurden. In Deutschland dagegen hielt sich der Widerstand gegen den Atomismus, und nur wenige deutsche Physiker und Chemiker glaubten tatsächlich an die Atome. Die Mehrheit jedoch stand unter dem Einfluß der philosophischen Schule um Ernst Mach (1836–1916) in Wien, die einen am Mechanismus orientierten Empirismus propagierte.

Man scheute sich, etwas in die Theorie einzubeziehen, solange man es nicht unmittelbar beobachten konnte – und dazu gehörten damals auch die Atome. Andere wie der berühmte Theoretiker Ludwig Boltzmann (1844–1906), der ebenfalls in Wien lehrte, setzten die Existenz der Atome voraus. Boltzmann, der auf dieser Basis seine Theorien zur Statistik und Wärme entwickelte, hatte allerdings unter massiven Angriffen seiner Kollegen zu leiden. Es wird immer wieder vermutet, der Widerstand von Seiten der Machisten habe dazu beigetragen, daß Boltzmann im Jahre 1906 Selbstmord beging.

Die Dinge änderten sich in den ersten Jahrzehnten des 20. Jahrhunderts. Die atomare Natur der Materie wurde – Ironie der Geschichte – gerade zu dem Zeitpunkt allgemein anerkannt, als man die Bestandteile des Atoms entdeckte, das Elektron und den Atomkern, – und damit die alte Vorstellung widerlegte, Atome seien unteilbar. Um solche Entdeckungen geht es in diesem Buch. Bevor wir jedoch die Geschichte dieser Entdeckungen weiterverfolgen, wollen wir uns im Vorgriff vor Augen führen, was man bis heute

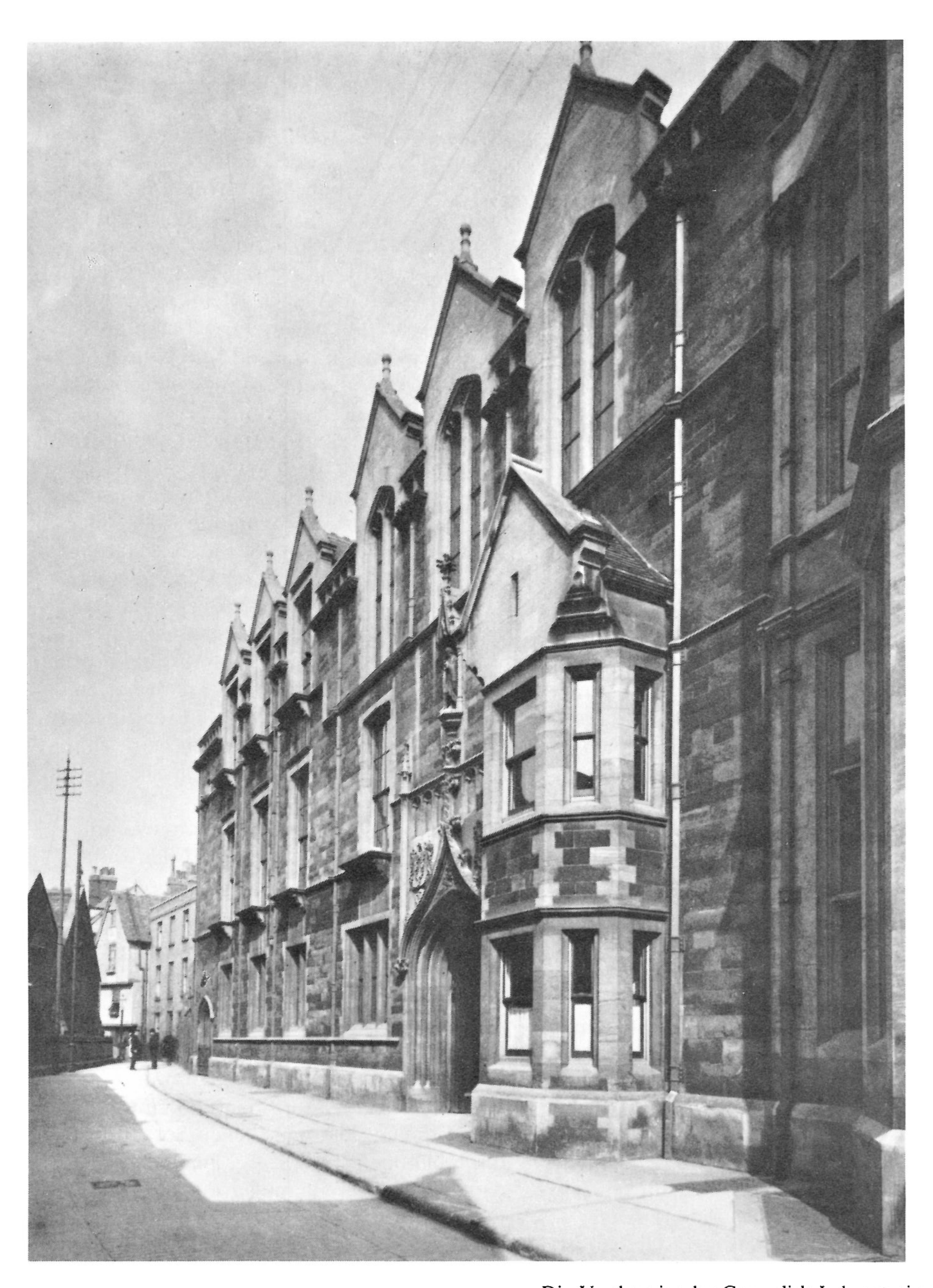
von den atomarenBausteinen weiß – Einzelheiten werden in den folgenden Kapiteln dann weiter vertieft.

Die Masse eines Atoms konzentriert sich im wesentlichen auf einen kleinen, dichten Kern in der Mitte. Dieser Kern trägt eine positive elektrische Ladung. Um ihn kreisen ein oder mehrere Elektronen, die negativ geladen sind und durch die Anziehungskraft zwischen entgegengesetzten Ladungen auf ihren Bahnen gehalten werden. Der typische Radius einer Elektronenbahn beträgt etwa 10^{-10} Meter• (eine Längeneinheit, die man als Ångström bezeichnet); der typische Durchmesser eines Kerns ist etwa zehntausendmal kleiner und beträgt nur etwa 10^{-15} Meter (diese Einheit heißt Fermi).
Die verschiedenen chemischen Elemente bestehen jeweils aus einer einheitlichen Atomsorte, wobei sich die Atome zweier Elemente in der Anzahl der zugehörigen Elektronen unterscheiden: Wasserstoff besitzt nur ein Elektron, Helium hat zwei Elektronen und so geht es weiter bis Lawrencium mit 103 Elektronen. Atome können sich zu größeren Gebilden – Molekülen – zusammenschließen, indem sie Elektronen verleihen, austauschen oder miteinander teilen. Jede chemisch reine Verbindung enthält Moleküle einer einzigen Sorte. Wenn die Elektronen in einem Atom oder Molekül von einer Bahn auf eine andere wechseln, wird – unter gewöhnlichen Bedingungen – sichtbares Licht verschluckt oder abgestrahlt, je nachdem, ob das Elektron in einen Zustand höherer Energie angeregt wird oder in einen niedrigeren Energiezustand zurückfällt. Elektronen können auch von den Atomen ganz abgetrennt werden. Wenn sie dann durch einen Metalldraht wandern, erzeugen sie einen ganz gewöhnlichen Strom.

Bei all diesen Erscheinungen – seien sie chemisch, optisch oder elektrisch – bleibt der Atomkern im wesentlichen unverändert. Aber auch er ist nichts Festes, Unteilbares, sondern eine zusammengesetzte Welt aus Kernbausteinen: Protonen und Neutronen. Das Proton trägt eine positive elektrische Ladung, deren Betrag genauso groß ist wie der der Elektronenladung; das Neutron ist elektrisch neutral. Die Kernteilchen haben nahezu gleiche Massen: Das Proton „wiegt" $1{,}6726 \times 10^{-27}$ Kilogramm, das Neutron ein wenig mehr, nämlich $1{,}6750 \times 10^{-27}$ Kilogramm; die Masse des Elektrons ist etwa zweitausendmal kleiner: $9{,}1095 \times 10^{-31}$ Kilogramm. Protonen und Neutronen in einem Kern lassen sich – ähnlich wie die Elektronen, die den Kern umgeben – in einen Zustand höherer Energie anregen, und auch die angeregten Kernteilchen können in einen Zustand geringerer Energie zurückfallen. Allerdings benötigt man zur Anregung der Protonen und Neutronen eines Kerns etwa einemillionmal mehr Energie als bei den Elektronen, die die äußere Hülle des Atoms bilden.

Alle gewöhnliche Materie setzt sich aus Atomen zusammen, die ihrerseits aus Protonen, Neutronen und Elektronen bestehen. Es wäre jedoch falsch, daraus zu schließen, mit den Protonen, Neutronen und Elektronen wäre die Liste der elementaren Teilchen im Atom vollständig. Das Elektron ist nur ein einzelner Vertreter einer ganzen Familie von Teilchen, die Leptonen genannt werden: Man kennt heute etwa ein halbes Dutzend. Proton und Neutron gehören zu einer sehr viel größeren Familie: zu den Hadronen, von denen inzwischen Hunderte bekannt sind. Am häufigsten aber sind Elektronen, Protonen und Neutronen in gewöhnlicher Materie vertreten, denn sie sind recht stabil – das Elektron ist vermutlich sogar absolut stabil. Protonen und Neutronen (die in einem Atomkern gebunden sind) leben mindestens 10^{30} Jahre. Von ein paar Ausnahmen abgesehen, erreichen alle anderen Teilchen nur eine sehr kurze Lebensdauer und kommen entsprechend selten im heutigen Universum vor. Als stabile Ausnahmen wären hier einige Teilchen zu nennen, die keine oder nur geringe Massen und Ladungen besitzen und deshalb nicht von Atomen oder Molekülen eingefangen werden können.)

• Eine kurze Erläuterung dieser Potenzschreibweise findet sich am Ende dieses Kapitels.



Die Vorderseite des Cavendish-Laboratoriums in Cambridge, so wie sie zur Zeit Maxwells aussah. Das Gebäude wird heute für andere universitäre Zwecke benutzt. Das eigentliche Laboratorium wurde in ein modernes Gebäude verlegt.

Man glaubt heute,daß auch Proton, Neutron und die anderen Hadronen aus noch kleineren Bausteinen zusammengesetzt sind, die Quarks genannt werden. Dagegen scheinen das Elektron und die anderen Mitglieder der Leptonenfamilie tatsächlich elementar: Sie setzen sich – soweit man heute weiß – nicht aus einfacheren Teilchen zusammen. Ob sie nun elementar sind oder nicht, die Teilchen in den Atomen gewöhnlicher Materie stehen in diesem Buch im Vordergrund: Protonen, Neutronen und Elektronen.

Ähnlich wie das alte Abdera als Symbol für die Ursprünge des Atomismus gelten kann, mag ein anderer Ort für die Entdeckung der atomaren Bausteine stehen: das Cavendish-Laboratorium der traditionsreichen Universität von Cambridge. Im Jahre 1897 machte Joseph John Thomson (1856–1940) dort seine berühmten Kathodenstrahl-Experimente, die dann zur Entdeckung eines Teilchens führten, das Träger der Elektrizität und zugleich Grundbaustein aller Atome sein mußte: das Elektron. Zwischen 1895 und 1898 begann Ernest Rutherford (1871–1937) im Cavendish-Laboratorium mit seinen Untersuchungen zur Radioaktivität, und dorthin kehrte er 1919 (nach seiner Entdeckung des Atomkerns) zurück, um als Nachfolger Thomsons den Lehrstuhl für Experimentalphysik zu übernehmen. Er machte Cambridge für viele Jahre zum führenden Zentrum in Sachen Kernphysik. Hier wurde 1932 die Liste der atomaren Bausteine vervollständigt, als James Chadwick (1891–1974) das Neutron entdeckte.

Ich kam im Frühjahr 1962 zum ersten Mal ins Cavendish-Laboratorium, um dort als „frischgebackener" Physiker von der Universität von Kalifornien in Berkeley für ein Jahr in London zu arbeiten. Das Laboratorium war damals noch in dem grauen Steinbau in der Free School Lane untergebracht. Das Grundstück für dieses Gebäude – das seit 1874 dort steht – hatte die Universität von Cambridge bereits 1786 erworben, um es als botanischen Garten zu nutzen. Das Cavendish-Laboratorium kam mir 1962 wie ein Labyrinth aus winzigen Räumen vor, die durch unüberschaubare Treppen und Flure miteinander verbunden waren. Es unterschied sich gewaltig von dem großen Strahlenlabor im kalifornischen Berkeley, das in einer sonnigen Hanglage einen eindrucksvollen Blick über das Meer bot. Das Cavendish-Laboratorium wirkte nicht wie ein Ort, an dem Wissenschaftler der Natur ihre Geheimnisse im Großangriff abringen, eher paßt das Bild eines wissenschaftlichen Kleinkrieges mit sehr beschränkten Mitteln, bei dem als wichtigste Waffen die Klugheit und Kühnheit begabter Einzelkämpfer zu nennen wären.

Die Gründung des Cavendish-Laboratoriums begann damit, daß im Winter 1868/69 eine Kommission der Universität zusammentrat, die darüber beriet, wie man in Cambridge Raum für experimentelle Physik schaffen könne. Es war die Zeit, als sich die aufstrebenden experimentellen Wissenschaften zunehmend durchzusetzen begannen. In Berlin war gerade ein großes Laboratorium eröffnet worden, und entsprechende Laboratorien wurden in Oxford und Manchester aufgebaut. Cambridge spielte damals noch keine führende Rolle in der Experimentalphysik, obwohl (oder vielleicht gerade weil) es traditionell eine exzellente Mathematik vorzuweisen hatte – eine Tradition, die auf den wohl berühmtesten Mathematikprofessor von Cambridge, Sir Isaac Newton, zurückging.

Aber im 19. Jahrhundert war Empirismus gefragt, und folgerichtig verlangte die Kommission jetzt einen Lehrstuhl für Experimentalphysik samt neuem Gebäude für Vorlesungen und Experimente. Man mußte nur noch Geldmittel auftreiben und einen Professor finden. Die materiellen Sorgen waren rasch behoben. Es traf sich nämlich, daß damals gerade William Cavendish, Duke of Devonshire, Kanzler der Universität war. Er stammte aus der gleichen Familie wie der berühmte Physiker Henry Cavendish (1731–1810), der als erster die Anziehungskraft der Gravitation zwischen Labormassen gemessen hatte. Auch William Cavendish hatte sich als Student in Cambridge durch besondere Leistungen in der Mathematik hervorgetan, war dann aber in die Stahlindu-

strie von Lancashire gegangen, weil er dort mehr verdienen konnte. Im Oktober 1870 bot er dem Vizekanzler der Universität in einem Brief an, die Geldmittel für das Gebäude und die Einrichtung des Laboratoriums zur Verfügung zu stellen – etwa 6300 englische Pfund. Als das Gebäude im Jahre 1874 fertiggestellt war, wurde dem Duke of Devonshire zum Dank eine lateinische Urkunde überreicht, die insbesondere auch den Vorschlag enthielt, dem Laboratorium den Namen Cavendish zu geben.

Als ersten Cavendish-Professor wollte man den zu dieser Zeit wohl berühmtesten Experimentalphysiker Großbritanniens berufen: Sir William Thomson (1824–1907), den späteren Lord Kelvin. Thomson wollte jedoch in Glasgow bleiben, und so fiel der Cavendish-Lehrstuhl einem anderen Schotten zu: James Clerk Maxwell (1831–1879), der damals 39 Jahre alt war und zurückgezogen auf seinem Gut in Glenair lebte.

Maxwell wird allgemein als der größte Physiker zwischen Newton und Einstein angesehen; als exzellenten Professor für Experimentalphysik jedoch kann man ihn sich nur schwer vorstellen. Er hat zwar einige Experimente zur Farbwahrnehmung gemacht – übrigens gemeinsam mit seiner Frau – und auch experimentell über den elektrischen Widerstand gearbeitet, aber sein Ruhm gründet sich fast ausschließlich auf seine theoretische Arbeit. Allem voran sind hier natürlich die Gleichungen zu nennen, die die Erscheinung von Elektrizität und Magnetismus beschreiben und die Maxwell in ihrer vollständigen Form entwickelt hat. Auf dieser Basis konnte er dann die Existenz elektromagnetischer Wellen vorhersagen und insbesondere die Natur des Lichtes erklären. Maxwells Forschung verhalf dem Cavendish-Lehrstuhl zwar zu einigem Ansehen, aber zu einem führenden Zentrum für Experimentalphysik wurde er damit noch nicht. So gelang der Nachweis der elektromagnetischen Wellen nicht etwa am Cavendish-Laboratorium, sondern in Karlsruhe – bei Experimenten, in denen Heinrich Hertz (1857–1894) das Verhalten elektrischer Dipole bei Wechselspannungen untersuchte.

Nach dem Tode Maxwells im Jahre 1879 wurde der Cavendish-Lehrstuhl wiederum William Thomson angeboten, der auch jetzt ablehnte. Die Professur ging dann an John William Strutt (1842–1919), den dritten Lord Rayleigh. Er war sowohl ein begabter Theoretiker (auch wenn er an Maxwell nicht herankam) als auch ein hervorragender Experimentator, der sich mit ungeheuer vielen physikalischen Problemen beschäftigt hat. Auch heute noch ist man gut beraten, in seinen Gesamtwerken nachzusuchen, wenn man auf ein Problem der Hydrodynamik oder Optik stößt. Auch unter Rayleighs Führung blieb das Cavendish-Laboratorium eher klein; die Forschung bestand im wesentlichen aus Rayleighs eigener Arbeit. Aber es gab wichtige Neuerungen: So wurde eine neue Laboreinrichtung angeschafft und eine Werkstatt eingerichtet, und auch der Lehrbetrieb wurde neu organisiert. Ab 1882 konnten Frauen an den gleichen Kursen teilnehmen wie Männer. Im Jahre 1884 gab Rayleigh den Cavendish-Lehrstuhl ab und übernahm kurze Zeit darauf die weniger anspruchsvolle Professur der Royal Society in London.

Und wieder bot man William Thomson (inzwischen Lord Kelvin) den Cavendish-Lehrstuhl an, und wieder beschloß Kelvin, in Glasgow zu bleiben. Man hätte nun eigentlich R. T. Glazebrook oder W. N. Shaw berufen müssen, die in Cambridge die Aufgabe übernommen hatten, die Laborgeräte für Vorlesungen und Experimente vorzubereiten. Aber zur allgemeinen Überraschung ging der Lehrstuhl an einen jungen Mann, dessen Begabung vor allem bei der Mathematik lag: an J. J. Thomson. Obwohl nicht ganz klar ist, inwieweit sich diese Entscheidung schon damals begründen ließ, sie war zweifellos richtig. Auf Anraten Rayleighs begann Thomson mit seinen epochemachenden experimentellen Arbeiten über Kathodenstrahlen. Vor allem aber kam nun Leben in das Cavendish-Laboratorium. In Scharen kamen begabte Experimentatoren, um dort zu arbeiten; im Jahre 1895 war ein junger Neuseeländer darunter: Ernest Rutherford. Die Zeit war reif für Entdeckungen im Atom – für erste Hinweise auf die atomaren Bausteine.

Die Potenzschreibweise

Atome und subatomare Teilchen sind dermaßen klein, daß sie in einem gewöhnlichen Stück Materie in unvorstellbar großer Zahl vorkommen. Ein Weg, solche Zahlen – und die quantitativen Eigenschaften der Atome überhaupt – in den Griff zu bekommen, eröffnen Zehnerpotenzen. So ist 10^1 gerade 10; 10^2 steht für das Produkt von 10 mal 10, also 100; und so geht es weiter. Umgekehrt entspricht 10^{-1} dem Kehrwert von 10^1 also 0,1; 10^{-2}, der Kehrwert von 10^2, ist gleich 0,01 und so fort. (Das heißt, 10^n ist eine Eins mit n Nullen, und 10^{-n} ist eine Dezimalzahl mit $n-1$ Nullen hinter dem Komma und einer Eins an der n-ten Kommastelle. Hier sind einige Zehnerpotenzen zusammen mit dem entsprechenden Zahlenwert aufgelistet. Zehnerpotenzen von physikalischen Maßeinheiten werden oft mit Hilfe von lateinisch-griechischen Vorsilben abgekürzt, die ebenfalls angegeben sind.

Zehnerpotenz	Bezeichnung	Vorsilbe
10^1	Zehn	Deka
10^2	Hundert	Hecto
10^3	Tausend	Kilo
10^6	Million	Mega
10^9	Milliarde	Giga
10^{12}	Billion	Tera
10^{-1}	Zehntel	Dezi
10^{-2}	Hundertstel	Zenti
10^{-3}	Tausendstel	Milli
10^{-6}	Millionstel	Mikro
10^{-9}	Milliardstel	Nano
10^{-12}	Billionstel	Pico
10^{-15}	Billiardstel	Femto

Hier ein paar Beispiele: 10^3 Gramm gleich ein Kilogramm, 10^{-2} Meter sind ein Zentimeter, 10^{-3} Ampere gleich ein Milliampere. Der große Vorteil dieser Schreibweise der Zahlen liegt nicht darin, daß man Worte wie „Billiardstel" beim Schreiben abkürzt, sondern daß man sehr einfach arithmetisch rechnen kann. Wenn wir 10^{23} mit 10^5 multiplizieren wollen, nehmen wir das Produkt von 23 Zehnern mit dem Produkt von 5 Zehnern mal und haben insgesamt 28 Zehner. Daher lautet die Antwort: 10^{28}. Wollen wir genauso 10^{23} mit 10^{-19} multiplizieren (oder 10^{23} durch 10^{19} dividieren), dann teilen wir einfach das Produkt von 23 Zehnern durch das Produkt von 19 Zehnern und erhalten schließlich als Antwort: 10^4.

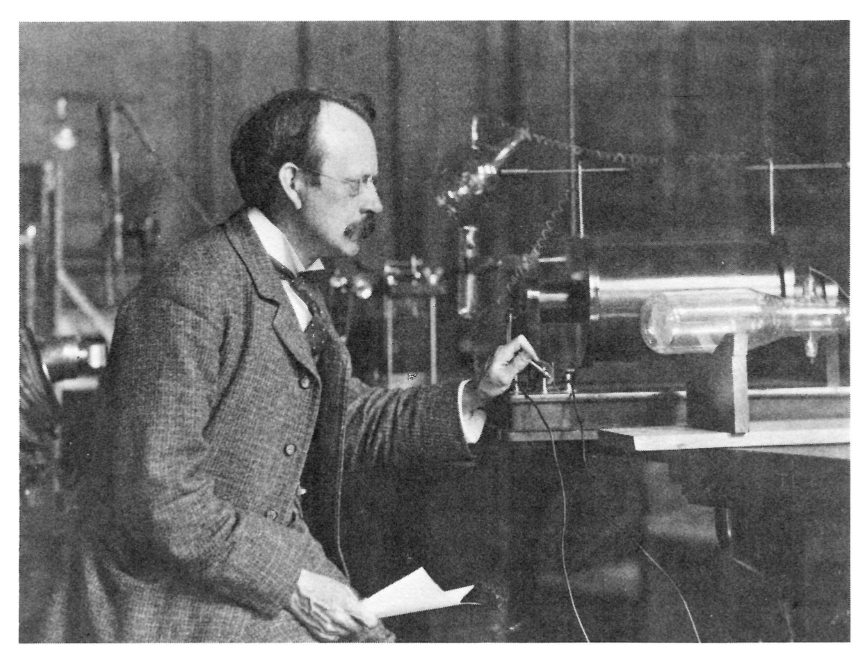
Daraus ergibt sich eine einfache Regel: Zehnerpotenzen werden multipliziert, indem man die entsprechenden Hochzahlen (die Exponenten) addiert; beim Dividieren muß man den Exponenten subtrahieren. Nach dieser Regel erhält man beim Dividieren einer Zehnerpotenz durch sich selbst das Ergebnis 10^0. Da jede Zahl durch sich selbst geteilt 1 ergibt, können wir 10^0 gleich 1 setzen. Wenn wir mit Zahlen umgehen müssen, die keine reinen Zehnerpotenzen sind, dann können wir sie immer als Produkt aus einer Zahl zwischen 1 und 10 und einer Zehnerpotenz schreiben. So ist 186 324 gleich $1{,}86324 \times 10^5$, und 0,0005495 gleich der Zahl $5{,}495 \times 10^{-4}$. Bei der Multiplikation oder Division solcher Zahlen multiplizieren oder teilen wir die Koeffizienten vor den Zehnerpotenzen wie gewohnt, und mit den Zehnerpotenzen verfahren wir wie oben beschrieben. Beispielsweise ist $1{,}86324 \times 10^5$ mal $5{,}495 \times 10^{-4}$ gleich 1,86324 mal 5,495 (oder 10,238) mal $10^5 \times 10^{-4}$ (oder 10^1). Das Ergebnis $10{,}238 \times 10^1$ können wir auch als $1{,}0238 \times 10^2$ schreiben. Diese Schreibweise ist insbesondere bei großen Zahlen weit verbreitet – ob nun auf den Seiten einer Zeitschrift wie Spektrum der Wissenschaft oder bei elektronischen Taschenrechnern, die schon für weniger als 50 DM (5×10^1 Deutsche Mark) zu haben sind. Auch in diesem Buch werde ich sie verwenden.

Die Entdeckung des Elektrons

Die Erkenntnis, daß sich die gesamte Materie aus einigen wenigen Sorten von Elementarteilchen zusammensetzt, hat die Physik unseres Jahrhunderts geprägt. Stetig stieß sie zu immer kleineren Bausteinen vor, die anscheinend nicht in noch elementarere Einheiten zerlegt werden konnten. Die Liste der Elementarteilchen hat sich dann aber immer wieder geändert, weil neue Teilchen entdeckt und alte als zusammengesetzte Systeme entlarvt wurden. Auf der vorläufig letzten Liste stehen sechzehn Elementarteilchen – darunter eines, das trotz aller Änderungen schon immer dort zu finden war: das Elektron.

Das Elektron war das erste Elementarteilchen, das eindeutig identifiziert werden konnte. Es ist zugleich das weitaus leichteste, sofern man von einigen elektrisch neutralen Teilchen absieht, die masselos oder nahezu masselos zu sein scheinen. Und es ist eines der wenigen stabilen Elementarteilchen, die nicht in andere Teilchen zerfallen. Wegen seiner geringen Masse, seiner Stabilität und seiner elektrischen Ladung spielt das Elektron in Physik, Chemie und Biologie eine ganz zentrale Rolle: Elektrische Ströme in einem Draht sind nichts anderes als fließende Elektronen. Bei den Kernreaktionen, aus denen die Sonne ihre Wärme bezieht, sind auch Elektronen beteiligt. Vor allem aber bilden sie bei jedem gewöhnlichen Atom im Universum eine Hülle um den dichten zentralen Kern; die Anzahl der Elektronen in dieser Hülle ist ausschlaggebend für die chemischen Eigenschaften der verschiedenen Elemente. Und auch die Kräfte, die Atome in chemischen Verbindungen zusammenhalten, sind letztlich den Elektronen zuzuschreiben – wobei sie nicht nur vom Kern „ihres" Atoms, sondern auch von den „fremden" Kernen der Bindungspartner angezogen werden.

Die Entdeckung des Elektrons wird ziemlich einhellig dem englischen Physiker Sir Joseph John Thomson (1856–1940) zugeschrieben. Nach Cambridge kam Thomson im Jahre 1876 als Stipendiat der Universität, 1880 erhielt er einen Lehrauftrag am traditionsreichen Trinity-Kolleg Isaac Newtons, nachdem er die sogenannte Tripos-Prüfung in Mathematik als Zweitbester abgelegt hatte. Er blieb dann noch sechzig Jahre am Trinity College. Thomsons frühe Arbeiten waren überwiegend mathematisch orientiert und nicht unbedingt aufsehenerregend: Daher war er selbst etwas überrascht, als man ihm 1884 den Cavendish-Lehrstuhl für Experimentalphysik anbot. Erst als Leiter des Cavendish-Laboratoriums hat Thomson experimentell gearbeitet und zwischen 1884 und 1919 seine berühmten Beiträge zur Physik veröffentlicht. Eigentlich war er kein sehr geschickter Experimentator – wie einer seiner ersten Assistenten berichtet:



J. J. Thomson

„J. J. hatte keine geschickte Hand im Umgang mit Instrumenten, und ich hielt es für ratsam, ihn auf keinen Fall zum Umgang damit aufzufordern." Dafür besaß er eine Fähigkeit, die für Theoretiker wie Praktiker viel wichtiger ist: Er wußte zu jedem Zeitpunkt, welche Probleme als nächstes anstanden.

Nach all dem, was über Thomson geschrieben worden ist, habe ich den Eindruck, daß er bei Kollegen und Studenten sehr beliebt war. Auf jeden Fall erhielt er viele Ehrungen: 1906 bekam er den Nobelpreis, 1908 wurde

er zum Ritter geschlagen, 1915 übernahm er die Präsidentschaft der Royal Society. Während des Ersten Weltkriegs arbeitete er für das britische Forschungsministerium als wissenschaftlicher Berater, bevor er 1918 zum Leiter des Trinity Colleges ernannt wurde. Er blieb es bis kurz vor seinem Tode. Man begrub ihn – wie Newton und Rutherford – in der Westminster Abtei.

Mit seinen berühmten Untersuchungen über elektrische Entladungen in verdünnten Gasen begann Thomson, kurz nachdem er den Cavendish-Lehrstuhl bekommen hatte. Insbesondere beschäftigte er sich mit einer Form von Entladung, die unter dem Namen Kathodenstrahlen bekannt war; schon für sich genommen waren diese auffälligen Leuchterscheinungen interessant genug, um die Physiker zu faszinieren. Für Thomson wurden sie der Schlüssel zu einem noch aufregenderen Problem. Sie führten ihn schließlich zur Natur der Elektrizität. Seine Schlußfolgerung, daß es sich letztlich um ein Fließen von Teilchen handeln muß – die heute als Elektronen bekannt sind – belegte er 1897 in drei Arbeiten[1]. Bevor wir uns jedoch genauer mit diesen Untersuchungen beschäftigen – die Titel sind in der Anmerkung 1 am Ende dieses Kapitels aufgelistet – wollen wir in einem Rückblick zusammenfassen, was man bereits über die Natur der Elektrizität wußte.

Rückblick: Die Natur der Elektrizität•

Seit jeher weiß man, daß Bernstein kleine Stückchen aus Haar und anderen Stoffen anziehen kann, wenn man ihn an einem Katzenfell gerieben hat. Auf die „wundersame Anziehung des Bernsteins" weist etwa Plato in seinem *Timaios* hin[2]. Im frühen Mittelalter entdeckte man die gleiche Eigenschaft auch bei anderen Stoffen, insbesondere bei Gagat, einer Art Pechkohle, die als Schmuckstein etwa auch für Rosenkränze verwendet wurde. Die vermutlich älteste Beschreibung von dieser Eigenschaft des Gagat stammt von einem englischen Mönch, dem Ehrwürdigen Bede (673–735), der auch die Gezeiten untersuchte, das Datum des Osterfestes für die kommenden Jahrhunderte berechnete und eine weltberühmte Kirchengeschichte Englands schrieb. Dieses Werk enthält auch eine Bemerkung darüber, daß Gagat wie Bernstein, wenn er durch Reibung erwärmt sei, alles festhalte, womit auch immer er in Berührung gebracht werde[3]. Die Ursache der elektrischen Anziehung bringt Bede hier freilich mit der Reibung und der dabei erzeugten Wärme völlig durcheinander – eine Verwechslung, die bis zum 18. Jahrhundert immer wieder auftrat. Die gleiche Anziehung beobachtete William Gilbert (1544–1603) bei anderen Stoffen wie Glas, Schwefel, Wachs und bei Edelsteinen. Gilbert, Hofarzt von Elizabeth I. und James I. und Präsident des Royal College of Surgeons, führte auch die Bezeichnung „elektrisch" ein, die sich vom griechischen Wort *elektron* ('ήλεκτρου) für Bernstein ableitet[4].

Die Beobachtung, daß so unterschiedliche Stoffe elektrisch anziehend wirken, führte zu der Vorstellung, daß Elektrizität keine Eigenschaft der Stoffe an sich sei, sondern ein besonderes *Fluidum*, das Gilbert in seinem

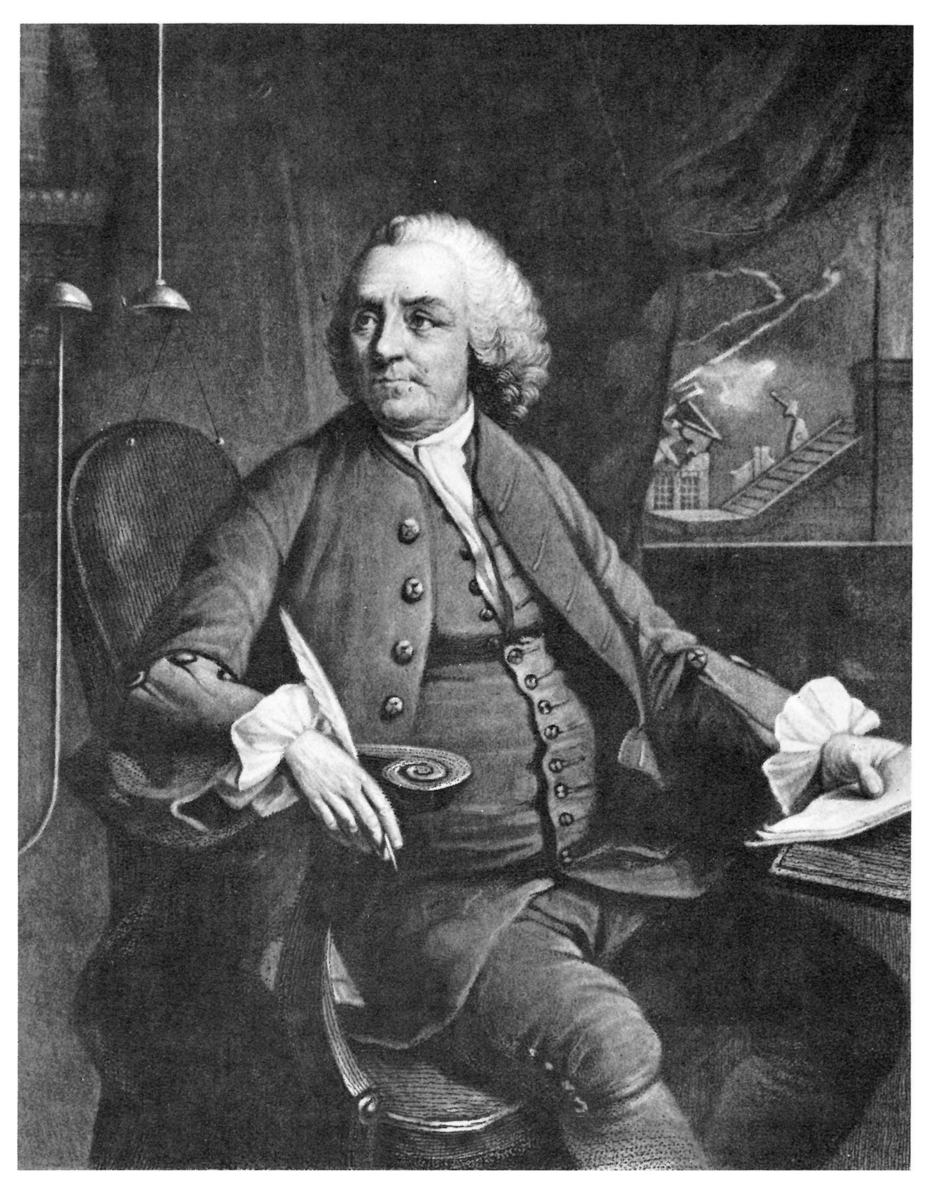
• Darüber ist viel geschrieben worden, und auf diese Sekundärliteratur habe ich mich hier im wesentlichen gestützt. An dieser Stelle rekapituliere ich Geschichte und Vorgeschichte der Thomsonschen Arbeit, weil man so eine gute Vorstellung davon bekommt, was bereits über die Elektrizität bekannt war und was nicht.

lateinischen Text *effluvium* nannte. Erzeugt oder übertragen wird dieses Fluidum, wenn Körper aneinander gerieben werden; anschließend breitet es sich aus und zieht nahe Gegenstände an. Diese Erklärung schien sich mit der Entdeckung der elektrischen Leitfähigkeit durch Stephen Gray (1667–1736) zu bestätigen. Im Jahre 1729 erhielten einige Mitglieder der Royal Society von Gray, der damals Christlicher Schulbruder am Londoner Charterhouse-Stift war, einen Brief. Darin erläuterte Gray, daß die „elektrische Wirkung" eines geriebenen Glasrohres wahrscheinlich auf andere Körper übertragen wird. Dies geschehe entweder durch direkte Berührung oder durch eine Nadel, die die Körper miteinander verbindet und „ihnen dieselbe Fähigkeit verleiht, leichte Körper anzuziehen oder abzustoßen, wie sie das Glasrohr besitzt"[5]. Damit war klar, daß Elektrizität, was auch immer das sein mochte, von dem Körper getrennt werden konnte, in dem sie entstanden war. Schwierigkeiten bereitete dann aber die Beobachtung, daß elektrisch geladene Körper einander sowohl anziehen als auch abstoßen können. Gab es etwa zwei verschiedene Formen von Elektrizität?

Zu den ersten, die eine elektrische Abstoßung beobachteten, gehörten Niccolo Cabeo (1586–1650)[6] und Francis Hauksbee (1666–1713), den die Royal Society von London eigens zum Vorführen wissenschaftlicher Experimente angestellt hatte. In einer Mitteilung an die Royal Society berichtete Hauksbee 1706, daß ein durch Reiben elektrisch gemachtes Glasrohr kleine Stückchen aus Messingfolie zunächst anzieht, sie aber abstößt, sobald die Plättchen mit dem Glas in Berührung kommen.

In Frankreich stieß einer der vielseitigsten Wissenschaftler des 18. Jahrhunderts auf weitere Rätsel: Charles-François de Cisternay Du Fay (1698–1739). Er war Chemiker an der Akademie der Wissenschaften und Leiter des Jardin Royal des Plantes und schrieb Aufsätze zu allen möglichen wissenschaftlichen Themen, seien es Geometrie, Wasserpumpen, künstliche Edelsteine, Phosphoreszenz, Löschkalk, Botanik oder Tau. Im Jahre 1733 hörte er von Stephen Grays Experimenten und wandte sich der Elektrizität zu. Bald darauf beobachtete er das gleiche, was schon Cabeo und Hauksbee festgestellt hatten: Metallstückchen, die ein elektrisch aufgeladenes Glasrohr berührt hatten, stießen einander ab. Du Fay bemerkte jedoch zugleich eine anziehende Wirkung auf andere Metallstückchen, die mit einem elektrisch gemachten Stück Kopalharz in Kontakt gekommen waren. Du Fay zog den Schluß, daß es zwei Elektrizitäten gebe, die voneinander sehr verschieden sind; die eine davon nannte er *Glaselektrizität*, die andere *Harzelektrizität*[7]. Glaselektrizität entsteht, wenn Stoffe wie Glas, Kristall oder Edelsteine etwa mit Seide gerieben werden. Harzelektrizität dagegen kommt durch Reiben von Harzen wie Bernstein und Kopal mit Fell zustande. Man nahm an, daß beide Formen der Elektrizität gewöhnliche Materie anziehen. Außerdem vermutete man auch zwischen Glaselektrizität und Harzelektrizität eine Anziehung. Allerdings sollten sich jedoch Körper mit derselben Elektrizität – also nur Glaselektrizität oder nur Harzelektrizität – gegenseitig abstoßen. Kurz, unterschiedliche Elektrizität zieht sich an, gleichartige stößt sich ab. Wenn ein Metallstückchen mit einem geriebenen Glasrohr in Berührung kommt, müßte es demnach etwas von der Glaselektrizität des Rohres aufnehmen und schließlich abgestoßen werden. Ein anderes Metallstückchen, das einen geriebenen Bernstein- oder Kopalstab berührt, sollte umgekehrt Harzelektrizität vom Stab mitbekommen und ebenfalls abgestoßen werden. Beide Metallstückchen ziehen sich dann aber gegenseitig an, weil sie – so die These – unterschiedliche Elektrizität tragen.

Gray und Du Fay beschrieben die Elektrizität nicht als Fluidum, sondern betrachteten sie mehr als einen physikalischen Zustand, der sich bei Materie induzieren läßt. Erst Abbé Jean-Antoine Nollet (1700–1770), Erzieher der französischen Königsfamilie und Professor an der Universität Paris, deutete die beiden Arten von Elektrizität als verschiedene elektrische Fluida, wobei das eine glasartig, das andere harzartig sein sollte.



Benjamin Franklin im Jahre 1762. Man beachte die beiden kleinen Kugeln, die in der Versuchsvorrichtung hinter ihm an dünnen Fäden aufgehängt sind. Ihre Positionen beruhen auf gleichartigen Ladungen, die sich wechselseitig abstoßen.

Diese Theorie stimmte mit allen Experimenten überein, die man im 18. Jahrhundert durchführen konnte. Aber die Physiker – immer auf der Suche nach einfacheren Lösungen – ließen nicht locker. Die Hypothese von zwei Fluida bekam schon bald Konkurrenz von einer Theorie, die nur ein Fluidum voraussetzte – eine Vereinfachung, die der Londoner Arzt und Naturforscher William Watson (1715–1787) vorgeschlagen hatte und der ein noch einflußreicherer Gelehrter aus Philadelphia dann zum Durchbruch verhalf: Benjamin Franklin (1706–1790), der diese Theorie des elektrischen Fluidums erst voll entwickelte.

Franklin wurde 1743 bei einem Besuch in Boston auf die Elektrizität aufmerksam, als er eine der damals populären Veranstaltungen von Adam Spencer besuchte, bei der Experi-

mente zur Elektrizität vorgeführt wurden. Kurz darauf bekam Franklin von einem Freund aus London, dem Fabrikanten und Naturforscher Peter Collinson, einige Glasrohre nebst Versuchsanleitungen und begann mit eigenen Experimenten und Vermutungen, über die er Collinson in einer Reihe von Briefen berichtete. Franklin zog schließlich den Schluß, daß die Elektrizität nur aus einem einzigen Fluidum besteht, das seinerseits aus „äußerst feinen Teilchen" zusammengesetzt ist – sie entsprechen in etwa dem, was Du Fay Glaselektrizität genannt hatte. (Franklin kannte Du Fays Arbeit allerdings nicht und benutzte eine andere Bezeichnungsweise.) Franklin stellte sich vor, gewöhnliche Materie könne die Elektrizität wie eine Art Schwamm festhalten. Seide, die man an einem Glasrohr reibt, überträgt laut Franklin etwas von ihrer Elektrizität auf das Glas, wobei in der Seide ein Defizit zurückbleibt. Dieses Elektrizitätsdefizit wäre mit dem gleichzusetzen, was Du Fay Harzelektrizität nannte. Auch wenn man einen Bernsteinstab mit Fell reibt, wird Elektrizität übertragen, aber diesmal vom Stab auf das Fell. Folglich bleibt jetzt ein Defizit an Elektrizität im Stab zurück, während im Fell ein Überschuß zu verzeichnen ist. Defizit und Überschuß sind wiederum mit Du Fays Harz- beziehungsweise Glaselektrizität gleichzusetzen. Franklin bezeichnete ein Defizit an Elektrizität allgemein als *negative* Elektrizität, entsprechend einen Überschuß als *positive* Elektrizität. Die Elektrizitätsmenge (ob positiv oder negativ) nannte er elektrische *Ladung* des Körpers. Seine Bezeichnungen sind heute im allgemeinen Sprachgebrauch üblich.

Franklin führte die Erhaltung der Ladung als Grundprinzip ein: Elektrizität kann niemals erzeugt oder vernichtet werden, sondern sie wird nur übertragen. Daher ist die positive elektrische Ladung eines mit Seide geriebenen Glasstabes bis auf das entgegengesetzte Vorzeichen genauso groß wie die negative Ladung der Seide; rechnet man beide Ladungen zusammen, bleibt die Gesamtladung nach wie vor Null.

Wie steht es nun aber mit der Anziehung und Abstoßung? Franklin vermutete, daß Elektrizität sich selbst abstößt, aber die Materie anzieht, die die jeweilige Ladung trägt. Dann wäre die von Cabeo beobachtete Abstoßung zwischen Messingplättchen, die mit einem geriebenen Glasstab aufgeladen wurden, dahingehend zu verstehen, daß diese Plättchen gleichermaßen einen Überschuß an Elektrizität besitzen. Daß diese Plättchen – wie Du Fay beobachtet hatte – anziehend auf andere Plättchen wirken, die mit einem geriebenen Harzstab aufgeladen wurden, beruht dann darauf, daß die am Harz aufgeladenen Teilchen ein Elektrizitätsdefizit haben, so daß die Anziehung zwischen ihrer Materie und der Elektrizität der am Glasstab aufgeladenen Teilchen überwiegt. Dies erklärte in der Tat, warum sich Körper mit „Glaselektrizität" wechselseitig abstoßen und warum ein Körper mit „Harzelektrizität" einen Körper mit „Glaselektrizität" anzieht – und umgekehrt.

Aber wie sieht es dann mit der Abstoßung zweier harzelektrischer Körper aus, etwa von Metallplättchen, die geriebenen Bernsteinstab berührt haben? Diese Lücke in Franklins Fluidum-Theorie schloß Franz Ulrich Theodosius Aepinus (1724–1802), Direktor des astronomischen Observatoriums in St. Petersburg, im Jahre 1759, nachdem er von Franklins Ideen gehört hatte. Seiner Meinung nach stößt sich gewöhnliche Materie ab, wenn die Elektrizitätsmenge nicht ausgeglichen ist[8]. Damit führte Aepinius die Abstoßung zwischen Körpern, denen man zuvor Harzelektrizität zugeschrieben hatte, auf eine Abstoßung zurück, die Körper beim Verlust ihrer normalen Elektrizität zeigen. Die so verbesserte Franklinsche Fluidum-Theorie konnte nunmehr die gleichen Erscheinungen erklären wie Du Fay und Nollet, ohne zwei verschiedene Fluida annehmen zu müssen.

Aus Franklins Briefen stellte Collinson ein Buch zusammen, das bis 1776 zehnmal neu aufgelegt wurde; es erschien insbesondere auch in Italienisch, Deutsch und Französisch[9]. Franklin wurde berühmt; man nahm ihn in die Royal Society von London und die fran-

zösische Akademie der Wissenschaften auf. Seine Untersuchungen hatten enormen Einfluß auf die weitere Erforschung der Elektrizität im 18. Jahrhundert. Von Franklins Ruhm haben schließlich auch die dreizehn amerikanischen Kolonien profitiert: Als amerikanischer Gesandter in Frankreich warb Franklin während des Freiheitskrieges für die Sache seines Landes. Trotz des enormen Ansehens, das Franklin genoß, blieb seine Theorie umstritten. Bis weit in das 19. Jahrhundert hinein spalteten sich die Verfechter der beiden Fluidum-Theorien in zwei Lager auf. Endgültig geklärt wurde die Frage, ob es ein Fluidum gibt oder aber zwei, erst mit der Entdeckung des Elektrons.

Für Leser, die auf die Auflösung nicht warten wollen, bis wir zur Entdeckung des Elektrons kommen, sei die Antwort schon hier vorweggenommen: In gewisser Weise ist beides richtig. Unter normalen Bedingungen wird die Elektrizität über Teilchen, genannt Elektronen, vermittelt. Sie tragen nur eine Form von Elektrizität – wie Franklin vermutet hatte. Allerdings hatte Franklin genau die falsche Form angenommen: Elektronen sind Träger dessen, was Du Fay „Harzelektrizität“ genannt hatte. Da Franklin positive Elektrizität aber mit „Glaselektrizität“ gleichsetzt – und die Physiker seine Bezeichnungsweise bis heute beibehalten haben – sind wir heute in der etwas unglücklichen Lage, sagen zu müssen, daß die einfachsten Ladungsträger der Elektrizität negativ geladen sind. Folglich wird ein mit Seide geriebenes Glasrohr glaselektrisch und die Seide harzelektrisch aufgeladen, weil Elektronen vom Glas auf die Seide übertragen werden. Umgekehrt gehen Elektronen von einem Fell auf Bernstein über, wenn man das Fell daran reibt.

Elektronen sind in den Atomen der gewöhnlichen Materie an dichte Kerne im Zentrum gebunden. Die Atomkerne selbst machen den größten Teil der Masse eines Atoms aus. In Festkörpern sind sie gewöhnlich unbeweglich. Wie Franklin annahm, stoßen sich Elektronen untereinander ab, während sich Elektronen und Kerne gegenseitig anziehen. Die Atomkerne wiederum stoßen sich ab – ähnlich wie es Aepinus vermutete. Man kann sich die Atomkerne der Einfachheit halber aber durchaus auch als Träger der positiven oder Glaselektrizität vorstellen – anstelle eines bloßen Elektronendefizits. Tatsächlich läßt sich für Lösungen fester Substanzen wie Salz in Wasser leicht nachweisen, daß einige Atome mit Elektronendefizit ihren festen Verband verlassen haben. In solchen Fällen können wir sogar ein Fließen von Teilchen mit positiver (oder glaselektrischer) Ladung erzeugen. Überdies gibt es Teilchen, die in jeglicher Hinsicht den Elektronen gleichen – mit Ausnahme ihrer Ladung. Wegen ihrer positiven Ladung heißen sie Positronen. So gesehen hatte auch Du Fay recht, als er von zwei elektrischen Ladungsarten ausging, wobei er eine Symmetrie von Glas- und Harzelektrizität vor Augen hatte. Tatsächlich sind positive und negative Ladungen in ihrer Bedeutung gleichwertig.

Der Leser mag sich allerdings wundern, warum die Elektronen beim Reiben eines Bernsteins vom Fell zum Bernstein wandern, während es sie beim Reiben von Glas mit Seide zur Seide zieht. Es mag überraschen, aber wir wissen heute noch nicht warum. Diese Frage führt in die Oberflächenphysik von kompliziert aufgebauten Festkörpern – und dazu gehören auch Haare und Seide – und dieser Zweig der Physik ist noch nicht weit genug, um quantitativ hundertprozentige Vorhersagen machen zu können. Auf rein empirischem Wege wurde jedoch eine Hierarchie von Stoffen festgestellt. Man spricht dabei von Triboelektrizität – nach dem griechischen Wort *tribein* (τριβειν) für reiben. Die Hierarchie drückt sich dann in der sogenannten triboelektrischen Reihe aus[10]:

Kaninchenfell
Lucit•
Glas
Quarz
Wolle
Katzenfell
Seide
Baumwolle
Holz
Bernstein
Harze
Metalle
Teflon.

• eine plexiglasähnliche Substanz

Stoffe, die auf dieser Liste weit oben stehen, neigen dazu, Elektronen abzugeben; Stoffe am unteren Ende der Liste tendieren dazu, Elektronen aufzunehmen. Wenn man also zwei Gegenstände aneinanderreibt, wird sich derjenige elektrisch positiv, also glaselektrisch, aufladen, der näher am Anfang der Liste steht; entsprechend bekommt der andere Stoff, der weiter unten zu finden ist, eine negative oder harzelektrische Ladung. Am stärksten können sich Substanzen elektrostatisch aufladen, die in der triboelektrischen Reihe weit auseinander stehen. Zum Beispiel ist es leichter, Bernstein durch Reiben mit Kaninchenfell aufzuladen als Glas durch Reiben mit Seide. Theoretisch versteht man die triboelektrische Reihe kaum, und eindeutig ist sie auch nicht: Ein Wetterumschwung kann die Reihenfolge der verschiedenen Stoffe durcheinanderbringen.

Es mutet an wie eine Ironie der Geschichte, daß wir gerade die elektrische Erscheinung am wenigsten verstehen, die man wissenschaftlich zuerst untersucht hat: die Reibungselektrizität. Aber so geht es in der Wissenschaft häufig – nicht jede Aufgabe, die die Natur stellt, wird direkt gelöst; vielmehr versucht man, diejenigen Probleme auszuwählen, die keine unnötigen Schwierigkeiten in unwesentlichen Details bereiten, sondern einen direkten Zugang zu den fundamentalen Gesetzen hinter den physikalischen Erscheinungen ermöglichen. Die historischen Arbeiten zur Reibungselektrizität haben bei der Entdeckung der Elektrizität eine entscheidende Rolle gespielt, indem sie zeigten, daß es überhaupt etwas gibt, das anziehend und abstoßend wirken kann. Wie diese Elektrizität beim Reiben genau zustandekommt, ist allerdings zu kompliziert, um zu den quantitativen Eigenschaften der Elektrizität vorzustoßen. Gegen Ende des 18. Jahrhunderts richteten die Physiker ihr Augenmerk dann auch zunehmend auf andere elektrische Phänomene.

Elektrische Entladungen und die Kathodenstrahlen

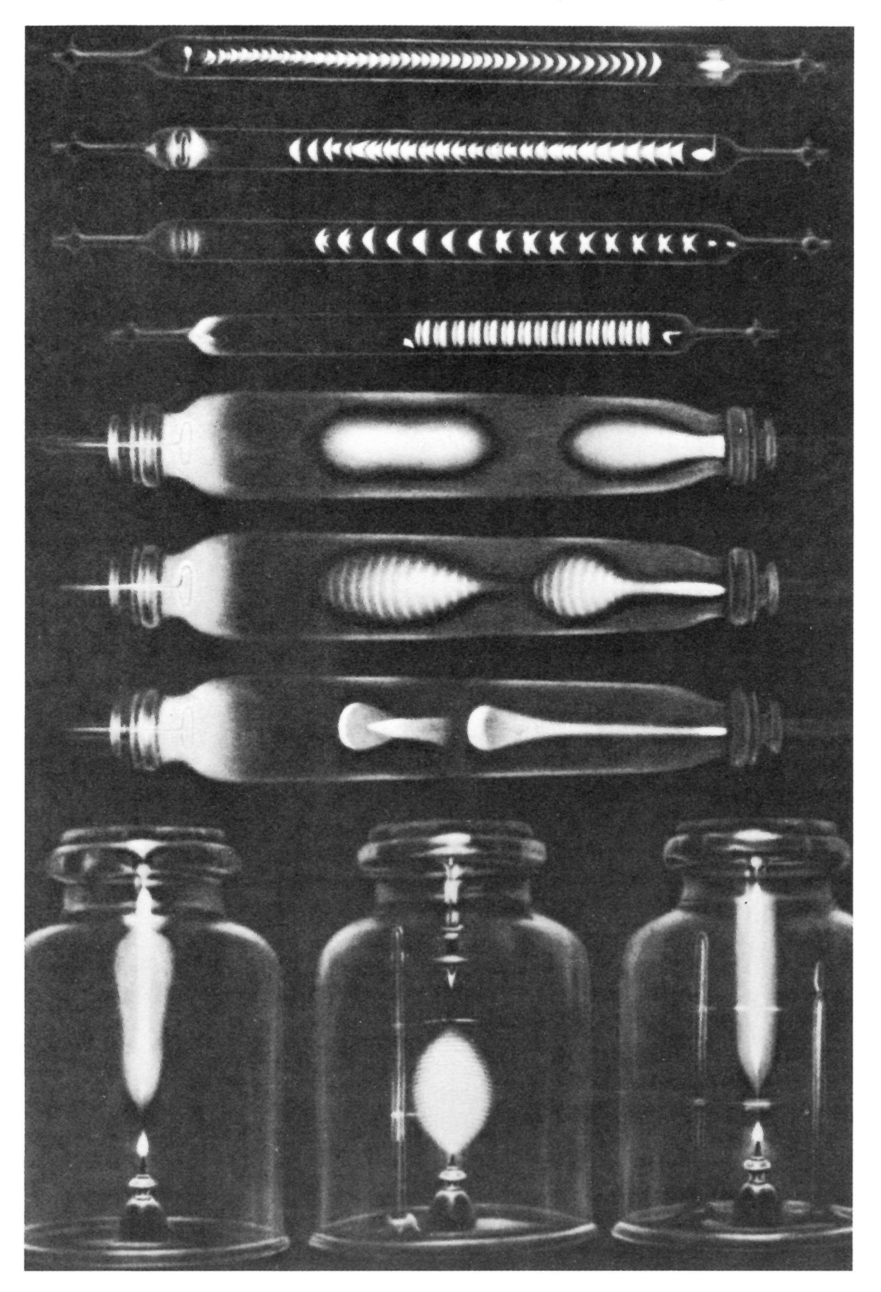
Nach Franklin erweiterte sich die Frageperspektive, unter der man die Elektrizität untersuchte: Jetzt ging es um quantitative Eigenschaften der elektrischen Anziehung oder Abstoßung und um die Zusammenhänge zwischen Elektrizität und Magnetismus beziehungsweise Chemie. Wir werden darauf noch zurückkommen; zunächst aber wollen wir uns für die Entdeckung interessieren, die man bei Entladungen in dünnen Gasen und im Vakuum gemacht hat.

Die wohl spektakulärste elektrische Entladung, die man seit Menschengedenken kennt, ist bekanntlich ein Blitz. Daß Blitze nichts anderes sind als elektrische Ströme, hatte Franklin 1752 in einem berühmten Experiment nachgewiesen. Franklin experimentierte bei Gewitter mit Drachen und Blitzableiter – wobei er den Strom später auch am eigenen Leibe zu spüren bekam. Da Blitze nur selten und unter unkontrollierbaren Bedingungen auftreten, eignen sie sich kaum zur Erforschung der Elektrizität. Allerdings waren bereits im 18. Jahrhundert die experimentellen Voraussetzungen gegeben, um elektrische Entladungen unter kontrollierbaren Bedingungen zu untersuchen.

Schon 1709 hatte Hauksbee beobachtet, daß in einem Glasgefäß ein seltsames Leuchten auftrat, nachdem er die Luft bis auf etwa ein Sechzigstel des normalen Luftdruckes herausgepumpt und das Gefäß mit einer reibungselektrisch aufgeladenen Quelle in Berührung gebracht hatte. Ähnliche Lichtblitze kannte man damals auch von Barometern, wo sie im Vakuum über der Quecksilbersäule beobachtet wurden. Im Jahre 1748 beschrieb Watson dieses Licht (in einem etwa 88 Zentimeter langen Rohr) als „Bogen einer flakkernden Flamme“. Von ähnlichen Beobachtungen berichten Abbé Nollet, Gottfried Heinrich Grummont (1719–1776) und Michael Faraday, dessen berühmte Experimente wir noch genauer kennenlernen werden.

Die Natur dieses Lichtes blieb zunächst unklar. Heute wissen wir, daß es eine Folgeerscheinung der elektrischen Ströme im Gas ist: Die Elektronen, die einen Strom erzeugen, prallen mit Gasatomen zusammen und verlieren dabei Energie; diese Energie wird dann von den Atomen als Licht abgestrahlt. Nach diesem Prinzip arbeiten die heutigen Leuchtstoff- und Neonröhren. Die Farbe solcher Leuchten hängt davon ab, bei welcher Farbe die Gasatome bevorzugt Licht abstrahlen: Bei Neon ist es orangegelb, bei Helium weißlich-rosa, bei Quecksilber grünlich-blau. Historisch bedeutend für die Elektrizitätslehre war jedoch weniger das Leuchten, sondern der elektrische Strom bei der Gasentladung. Wenn sich ein Bernsteinstab auflädt oder ein elektrischer Strom durch einen Kupferdraht fließt, vermischen sich die rein elektrischen Eigenschaften mit spezifischen Materialeigenschaften von Bernstein oder Kupfer. Beispielsweise wäre es auch heute noch ein hoffnungsloses Unterfangen, wollte man das Gewicht einer vorgegebenen Elektrizitätsmenge bestimmen, indem man einen Bernsteinstab einmal vor und einmal nach dem Aufladen wiegt. Verglichen mit dem Gewicht des Stabes ist das Gewicht der Elektronen nämlich viel zu klein, um es auf diese Weise messen zu können. Man mußte die Elektrizität irgendwie in reiner Form zu fassen bekommen, unbeeinflußt von allen festen oder flüssigen Stoffen, die gewöhnlich Träger der Elektrizität sind. Die Lösung bei den Gasentladungen zu suchen, war durchaus ein Schritt in die richtige Richtung, auch wenn bei einem Sechzigstel des normalen Atmosphärendrucks in der Entladungsröhre noch so viel Luft ist, daß die Elektronen in ihren Bewegungen massiv gestört werden. Ihre physikalische Natur blieb daher zunächst verborgen. Der entscheidende Durchbruch gelang erst, nachdem man das Gas weitgehend abpumpen und den ungestörten Fluß der reinen Elektrizität im nahezu leeren Raum untersuchen konnte.

Die Wende kam mit der Erfindung von leistungsfähigen Vakuumpumpen, bei denen die Luft nicht mehr durch eine unzulängliche Kolbendichtung zurückströmen konnte. 1885 entwickelte Johann Heinrich Geißler (1815–1879) eine Pumpe, die als Kolben Quecksilbersäulen benutzte und daher keine Dichtungsringe brauchte. Mit dieser Pumpe

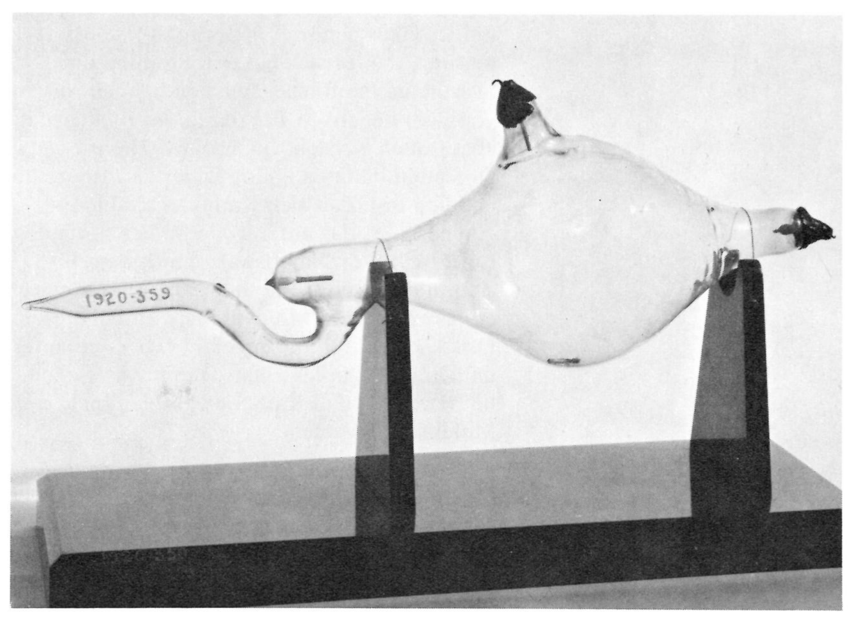


Elektrische Entladungen in Gasen bei niedrigem Druck.

ließ sich der Luftdruck in einem Glasrohr auf wenige Zehntausendstel Atmosphären verringern. So benutzte Julius Plücker (1801–1868), Professor für Naturphilosophie an der Universität Bonn, die Geißlerpumpe für eine Reihe von Experimenten, in denen er in den Jahren 1858 und 1859 die Elektrizitätsleitung in Gasen bei sehr niedrigem Druck untersuchte. Plücker arbeitete mit einer Entladungsröhre, in der sich zwei Metallplatten befanden, die mit Drähten an eine kräftige Spannungsquelle angeschlossen waren. (Faraday bezeichnete die Platte mit der positiven Ladung später als *Anode*, die negativ geladene als *Kathode*.) Sobald die Luft weitgehend abgepumpt war und das Licht im größten Teil der Röhre verschwand, beobachtete Plücker im Glasrohr in der Nähe der Kathode ein grünliches Leuchten. Dieses Leuchten tauchte stets in der Nähe der Kathode auf, unabhängig davon, wo sich die Anode befand. Es sah so aus, als ob etwas aus der Kathode herausströmte, das dann durch den fast leeren Raum wanderte, die Glaswand erreichte und schließlich von der Anode aufgesammelt wurde. Wenige Jahre später gab Eugen Goldstein (1850–1930) diesen seltsamen Erscheinungen einen Namen: *Kathodenstrahlen*.

Heute wissen wir, daß diese Strahlen nichts anderes sind als strömende Elektronen, die von der Kathode elektrisch abgestoßen werden und den fast leeren Raum in der Entladungsröhre durchqueren, bis sie auf die Glaswand treffen. Dabei geben sie etwas von ihrer Energie an die Glasatome ab, die dann als sichtbares Licht abgestrahlt wird. Schließlich werden die Elektronen von der Anode angezogen und kehren von dort zur Spannungsquelle zurück. Diese Zusammenhänge waren für die Physiker des 19. Jahrhunderts noch nicht durchschaubar; vielmehr schienen die Beobachtungen in die verschiedensten Richtungen zu weisen.

Plücker selbst ließ sich dadurch täuschen, daß sich an den Wänden des Glaskolbens eine dünne Platinschicht abgelagert hatte – dasselbe Material, aus dem die Kathode bestand. Er schloß daraus, daß die Strahlen aus winzigen Teilchen des Kathodenmaterials bestehen müßten. Heute wissen wir, daß in der Tat winzige Teilchen von der Kathodenoberfläche elektrisch abgestoßen werden – aber mit den Kathodenstrahlen hat dies im allgemeinen nichts zu tun. In den siebziger



Eine Gasentladungsröhre, die Crookes 1879 für Experimente mit Kathodenstrahlen herstellte.

Jahren des vorigen Jahrhunderts gelang dann Goldstein der Nachweis, daß die Eigenschaften der Kathodenstrahlen unabhängig vom Kathodenmaterial sind.

Plücker machte aber eine andere wichtige Entdeckung: Er beobachtete, daß man den leuchtenden Fleck auf der Glaswand bewegen konnte, wenn man einen Magneten in der Nähe der Röhre aufstellte. Wie wir noch sehen werden, ist dies ein sicheres Zeichen dafür, daß die Strahlen aus einer ganz bestimmten Art elektrisch geladener Teilchen bestehen mußten. J. W. Hittdorf (1824–1914), der bei Plücker studiert hatte, machte dann die Beobachtung, daß undurchsichtige Körper in der Nachbarschaft einer kleinen Kathode auf den leuchtenden Glaswänden Schatten hervorriefen. Offenbar breiteten sich die Strahlen von der Kathode aus geradlinig aus. Die gleichen Schatten bemerkte 1878/79 auch der englische Physi-

ker, Chemiker und Spritualist Sir William Crookes (1832–1919). Crookes schloß daraus, die Strahlen seien Gasmoleküle innerhalb der Röhre, die sich zufällig an der Kathode negativ aufgeladen hätten und folglich von ihr abgestoßen würden. (Cromwell Varley, der zum Kreis der Physiker und Spiritualisten um Crookes gehörte, äußerte 1871 die Vermutung, daß es sich bei den Strahlen um „verdünnte stoffliche Teilchen handelt, die von dem negativen Pol durch die Elektrizität abgestoßen werden".) Crookes' Theorie hat Goldstein dann endgültig widerlegt. Er stellte nämlich fest, daß sich Kathodenstrahlen in einem Rohr, das auf 1/100 000 des normalen Luftdruckes evakuiert war, mindestens 90 Zentimeter weit ausbreiten. Dagegen könnte ein gewöhnliches Molekühl in Luft bei diesem Druck im Mittel nur ungefähr 0,6 Zentimeter unbehindert zurücklegen. Damit war eindeutig bewiesen, daß Kathodenstrahlen nicht aus Molekülen bestehen.

Zu völlig anderen Ergebnissen kam Heinrich Hertz (1857–1894), der 1883 während seiner Assistentenzeit am Physikalischen Institut in Berlin mit Kathodenstrahlen experimentierte. Er stellte fest, daß diese Strahlen von geladenen Metallplatten nur unmerklich abgelenkt wurden. Dies schien die Möglichkeit auszuschließen, daß Kathodenstrahlen elektrisch geladene Teilchen sind, denn solche Teilchen sollten von der Platte mit gleicher Ladung abgestoßen und von der entgegengesetzt geladenen Platte angezogen werden. Hertz betrachtete die Strahlen daher als eine Art Welle, ähnlich wie Licht. Unklar war allerdings, warum eine solche Welle von einem Magneten abgelenkt wird. Nun wußte man damals noch wenig über die Natur des Lichtes, so daß eine magnetische Ablenkung nicht auszuschließen war. Im Jahre 1891 machte Hertz eine weitere Entdeckung, die eine Wellennatur der Kathodenstrahlen zu bestätigen schien: Kathodenstrahlen dringen durch dünne Folien aus Gold und anderen Metallen, ähnlich wie Licht durch Glas hindurchgeht.

Aber die Kathodenstrahlen entpuppten sich doch als etwas anderes: Im Jahre 1895 wies der französische Physiker Jean Baptiste Perrin (1870–1942) in seiner Doktorarbeit nach, daß Kathodenstrahlen negative elektrische Ladung an einen Kollektor in der Entladungsröhre abgeben. Daß Hertz gleichwohl nichts von einer Anziehung oder Abstoßung der Strahlen zwischen geladenen Platten beobachtet hat, ist leicht zu erklären: Die Strahlen waren so schnell und die elektrischen Kräfte so schwach, daß die Ablenkung für einen Nachweis viel zu gering war. Tatsächlich hatte sich die elektrische Ladung auf den Platten bei den Hertzschen Versuchen durch den Einfluß der in der Röhre verbliebenen Gasmoleküle teilweise aufgehoben, denn einige Moleküle werden durch die Kathodenstrahlen in geladene Teilchen aufgebrochen, die dann zur Platte mit der entgegengesetzten Ladung wandern und deren Ladung teilweise neutralisieren. Wenn Kathodenstrahlen keine gewöhnlichen Moleküle sein konnten, wie Hertz richtig erkannte, aber geladene Teilchen sein mußten, wie Goldstein gezeigt hatte, was konnten sie dann sein?

Dies war der Stand der Dinge, als J.J. Thomson mit seinen Kathodenstrahl-Experimenten begann. Zunächst versuchte er, die Geschwindigkeit dieser Strahlen zu messen und kam 1894 auf einen Wert von 200 Kilometer pro Sekunde, das entspricht 2/3 Promille der Lichtgeschwindigkeit. Die Meßmethode war jedoch fehlerhaft, und später verwarf Thomson dieses Ergebnis. Im Jahre 1897 kam dann der Druchbruch! Thomson gelang, was Hertz nicht geschafft hatte: Er entdeckte, daß die Kathodenstrahlen durch elektrische Kräfte zwischen den geladenen Metallplatten abgelenkt wurden. Dieser Erfolg beruhte im wesentlichen darauf, daß Thomson bessere Vakuumpumpen zur Verfügung standen, mit denen er den Druck im Inneren der Kathodenstrahlröhre so weit herabsetzen konnte, daß Störeffekte durch das Restgas vernachlässigbar gering wurden. Die Strahlen wurden zur positiv geladenen Platte hingezogen und entsprechend von der negativ geladenen Platte fortgelenkt, womit sich Perrins Schlußfolgerung bestätigte, daß die Strahlen elektrisch negativ geladen sind. Auch Goldstein fand etwa zur gleichen Zeit – freilich etwas vage – Hinweise auf eine solche Ablenkung.

Nun galt es, auch quantitativ etwas über die Natur der seltsamen negativ geladenen Teilchen zu erfahren, die die Kathodenstrahlung ausmachen. Thomson ging den direkten Weg: Er setzte die Strahlen elektrischen und magnetischen Kräften aus und maß die Strecke, um die die Strahlen zur positiv geladenen Platte hin abgelenkt wurden•. Bevor wir Thomsons Messungen im einzelnen diskutieren, müssen wir uns zunächst überlegen, wie sich Körper im allgemeinen unter dem Einfluß von Kräften bewegen.

• Thomson benutzte außerdem eine andere Methode; dabei bestimmte er, wieviel Wärme und Ladung die Teilchen des Kathodenstrahls am Rohrende abgegeben hatten. Diese Meßmethode war genauer und experimentell einfacher als die Methode, die Ablenkung des Kathodenstrahls durch elektrische und magnetische Kräfte zu messen. Wenn ich hier zuerst auf die Messung dieser Ablenkung eingehe, dann nicht, weil diese Methode historisch bedeutender gewesen wäre; sie bietet einfach die Gelegenheit, die elektrischen Kräfte zu erläutern, die ich für die Definition der elektrischen Ladung benötige. Auf Thomsons zweite, genauere Methode werde ich später zurückkommen, wenn die Begriffe Energie und Wärme klargestellt sind.

Rückblick: Newtons Bewegungsgesetze

Die Bewegungsgesetze der klassischen Physik hat Isaac Newton gleich am Anfang seiner berühmten *Principia*[11] dargelegt. Dort finden sich die drei Newtonschen Bewegungsgesetze, darunter als zweites das Kraftgesetz. Es besagt, daß die Kraft, durch die einem Gegenstand mit einer bestimmten Masse eine gewisse Beschleunigung erteilt wird, proportional zum Produkt von Masse und Beschleunigung ist. Um zu verstehen, was damit gemeint ist, müssen wir zunächst die Begriffe Beschleunigung, Masse und Kraft klären.

Die *Beschleunigung* ist ein Maß für Geschwindigkeitsänderungen. Ähnlich wie die Geschwindigkeit über die Positionsänderung eines bewegten Körpers definiert ist – als das Verhältnis von zurückgelegtem Weg und der jeweils verstrichenen Zeit – ergibt sich die Beschleunigung aus der Geschwindigkeitsänderung eines Körpers dividiert durch die Zeit, die während des Beschleunigungsvorganges verstreicht. Beispielsweise fallen Körper an der Erdoberfläche mit einer Beschleunigung von 9,8 Meter-pro-Sekunde pro Sekunde. Das heißt, ein (anfangs ruhender) Körper wird beim freien Fall im Vakuum nach der ersten Sekunde eine Geschwindigkeit von 9,8 Meter pro Sekunde erreichen, nach zwei Sekunden bereits 19,6 Meter pro Sekunde und nach drei Sekunden 29,4 Meter pro Sekunde••.

Die *Masse* eines Körpers entspricht grob gesprochen der Materie, die dieser Körper enthält, und zwar unabhängig von der jeweiligen Gestalt, Größe und Zusammensetzung. Diese Definition ist furchtbar ungenau, aber sie ist kaum zu vermeiden, da die klassische

•• Diese Zahlen drücken ein Fallgesetz aus, das man gewöhnlich in Form eines Bruches schreibt. Dabei ersetzt der Bruchstrich das Wörtchen „pro". Eine Geschwindigkeit hat somit die Dimension Länge/Zeit, etwa Zentimeter/Sekunde oder Kilometer/Stunde; die Einheit der Beschleunigung ist dann (Länge/Zeit)/Zeit, also Zentimeter/Sekunde^2 oder Kilometer/Stunde^2. Für die Fallbeschleunigung ergibt sich damit 9,8 Meter/Sekunde^2 oder kurz 9,8 m/sek^2.

Physik keine einfache Grundgröße kennt, mit der sich die Masse exakt definieren ließe. Man kann die Definition der Masse ein wenig präzisieren, indem man die Gesamtmasse eines Systems aus einzelnen, unabhängigen Körpern als Summe der einzelnen Körpermassen festlegt. Unabhängig heißt dabei, daß sich die Körper nicht gegenseitig beeinflussen. Daher läßt sich die Gesamtmasse eines komplizierten Systems häufig sehr leicht berechnen: indem man die Massen aller seiner Bestandteile addiert. Die in der Wissenschaft geläufige Einheit der Masse ist das Gramm (g), ursprünglich festgelegt als die Masse von einem Kubikzentimeter reinen Wassers bei normalem Atmosphärendruck und einer Temperatur von 4 Grad Celsius. Ein Kilogramm (kg) sind 1000 Gramm; ein Milligramm (mg) ist 0,001 Gramm. Seit 1875 hat man das Kilogramm über die Masse eines Platin-Iridium-Stabes festgelegt, der am Internationalen Büro für Maße und Gewichte im Pavillon de Breteuil in der Nähe von Paris aufgehoben wird.

Kraft ist ein Maß für die Stärke eines Zuges oder Stoßes, dem ein Körper ausgesetzt ist – wobei das Kraftmaß unabhängig von der Dauer dieser Einwirkung und der Beschaffenheit des Körpers ist. Auch diese Definition ist äußerst ungenau. Man kann sie präzisieren, indem man zwei Kräften genau dann den gleichen Betrag zuordnet, wenn sie in entgegengesetzter Richtung auf einen Körper einwirken, ohne ihn jedoch aus der Ruhelage zu verschieben. Wirken die Kräfte dagegen in ein und derselben Richtung, so resultiert insgesamt eine Kraft, die der Summe der Einzelkräfte entspricht. Die Einheit einer Kraft könnte man mit Hilfe einer Federwaage festlegen, die sich bei Zug ausdehnt. Man braucht dazu nur eine Standardausdehnung für eine Standardfeder festzulegen. Allerdings gäbe es dann keine Beziehung zwischen diesem Kraftmaß und den Einheiten von Masse und Beschleunigung. Das Newtonsche Kraftgesetz bliebe auf die Aussage beschränkt, daß die Kraft, die einen Körper beschleunigt (oder auch verlangsamt), proportional zum Produkt aus Masse und Beschleunigung des Körpers ist.

Es ist aber sehr wohl möglich (und auch gang und gäbe), die Krafteinheit in Bezug auf die Einheiten von Masse und Beschleunigung zu definieren. Wenn wir die Beschleunigung eines Körpers etwa in Meter-pro-Sekunde pro Sekunde messen und die Masse in Kilogramm, dann sollten wir als Krafteinheit das Newton (N) verwenden. Ein Newton entspricht einer Kraft, die einer Masse von 1 Kilogramm eine Beschleunigung von exakt 1 Meter-pro-Sekunde pro Sekunde verleiht. In diesen Einheiten ergibt sich für Newtons Kraftgesetz eine überaus einfache Form:

Kraft = Masse × Beschleunigung.

Um einen Körper mit der Masse 1 Kilogramm auf eine Beschleunigung von 1 Meter-pro-Sekunde pro Sekunde zu bringen, braucht man eine Kraft von 1 Newton – das entspricht gerade der Definition des Newtons. Die Kraftgleichung gilt entsprechend für beliebige Massen und Beschleunigungen, denn sie lehrt uns, daß die Kraft stets proportional zu beiden ist. Für eine Masse von 2 Kilogramm und eine Beschleunigung von 3 Meter-pro-Sekunde pro Sekunde ergibt sich eine Kraft 2×3 gleich 6 Kilogramm × Meter-pro-Sekunde pro Sekunde, das entspricht 6 Newton (siehe Anhang A)

An dieser Stelle möchte ich etwas zu den Einheiten sagen, die bei der Kraftgleichung eine Rolle spielen können.

~ Wenn man andere Einheiten für Masse und Beschleunigung wählt, gilt Newtons Kraftgesetz nach wie vor in der obigen Form; allerdings müssen wir dann auch für die Kraft entsprechend andere Einheiten gebrauchen. Zum Beispiel ergibt sich für die Kraft, die einer Masse von 1 Gramm ($=10^{-3}$ kg) eine Beschleunigung von 1 Zentimeter-pro-Sekunde pro Sekunde (= 10^{-2}m/sek^2) erteilt:

$$10^{-3}\,\text{kg} \times 10^{-2}\,\text{m/sek}^2 = 10^{-5}\,\text{N}.$$

Diese Krafteinheit heißt dyn. Wenn wir die Beschleunigung in Zentimeter-pro-Sekunde pro Sekunde, die Masse in Gramm und die Kraft in dyn ausdrücken, bleibt die Kraft weiterhin gleich Masse mal Beschleunigung.

~ Es ist wichtig, zwischen Masse und Gewicht zu unterscheiden. Das Gewicht ist eine Kraft, nämlich die Kraft, die im Schwerefeld der Erde auf einen Körper wirkt. Wir haben bereits gesehen, daß jeder Körper in der Nähe des Erdbodens mit einer Beschleunigung von 9,8 Meter-pro-Sekunde pro Sekunde fällt. Nach Newtons Gesetz wirkt auf eine Masse von 1 Kilogramm also eine Gewichtskraft von 9,8 Newton. Entsprechend ergibt sich für eine Masse von m Kilogramm ein Gewicht von 9,8 m Newton. Da alle Körper mit der gleichen Beschleunigung fallen, muß das Gewicht proportional zur Masse sein – eine grundlegende Eigenschaft der Gravitation, die für Einstein der Ausgangspunkt zur Allgemeinen Relativitätstheorie wurde.

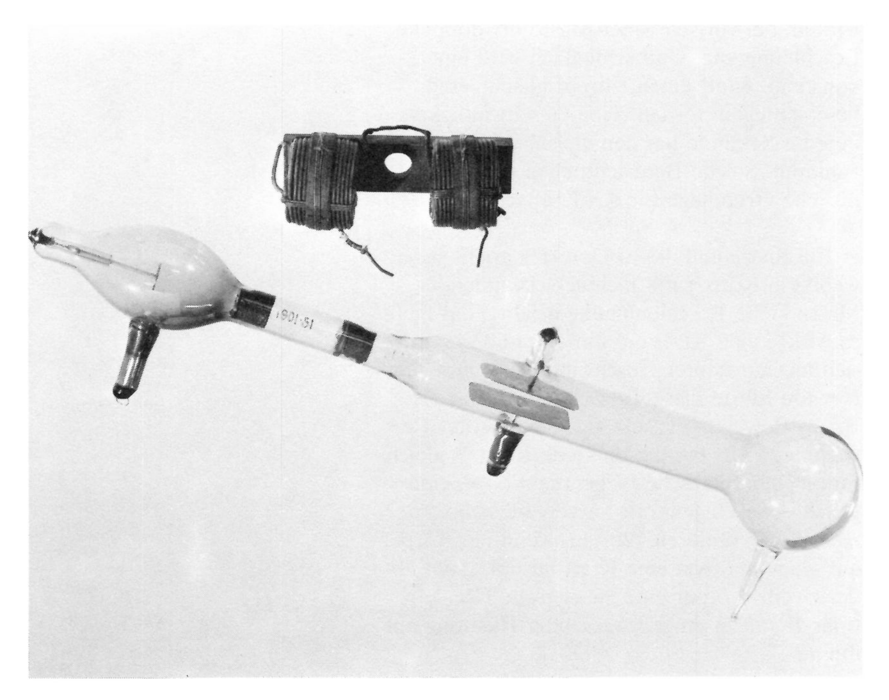
Wenn wir einen Gegenstand auf eine (Feder-) Waage legen, dann messen wir genau genommen sein Gewicht und nicht seine Masse. Lesen wir m Kilogramm auf der Skala ab, so bedeutet das in Wirklichkeit ein Gewicht von 9,8 m Newton. Diese Unterscheidung fällt im Wortsinne ins Gewicht, wenn wir einen Gegenstand nicht auf der Erde sondern etwa auf dem Mond wiegen, dessen Schwerefeld erheblich schwächer ist. Dort wiegt eine Masse von 1 Kilogramm nicht 9,8 Newton, sondern nur 1,62 Newton.

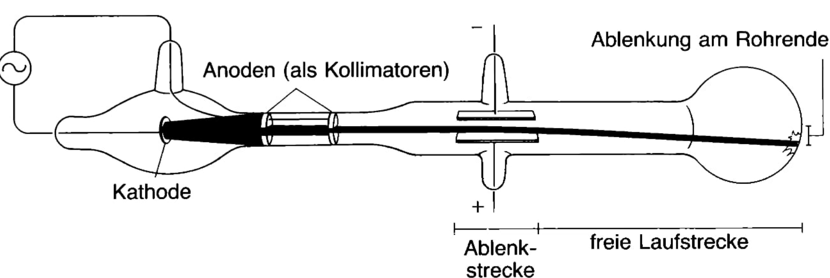
~ Newtons Zweites Bewegungsgesetz, das wir hier für die Festlegung einer Krafteinheit benutzt haben, ist mehr als nur eine Definition von Kraft. Auch unabhängig von einer präzisen Definition können wir uns intuitiv eine Vorstellung von der Kraft machen, um die es im Kraftgesetz geht. So ist es keineswegs allein eine Frage der Definition, festzustellen, daß eine gespannte Feder einer gewissen Masse bei einer bestimmten Auslenkung eine gewisse Beschleunigung verleiht und daß sich diese Beschleunigung halbiert, wenn man die Masse verdoppelt. Entsprechend erzeugen zwei solche Federn, wenn sie in ein und dieselbe Richtung wirken, bei vorgegebener Masse die doppelte Beschleunigung. Und schließlich wird eine konstante Kraft einen Körper gleichmäßig beschleunigen, so daß seine Geschwindigkeit in jeder Sekunde um den gleichen Betrag zunimmt. Solche Beobachtungen sind die empirische Grundlage für das Kraftgesetz.

~ Ein Spezialfall dieses Gesetzes ergibt sich, wenn ein Körper mit nichtverschwindender Masse keine Beschleunigung erfährt; das heißt, es wirkt keine Kraft auf ihn ein, und er wird sich mit konstanter Geschwindigkeit bewegen. Newton führte diese Tatsache gesondert als Erstes Bewegungsgesetz auf. Sein Drittes Bewegungsgesetz besagt, daß jede Kraft – gleichsam als physikalische Gegenreaktion – eine gleichgroße Gegenkraft hervorruft: *actio = reactio*. Mit anderen Worten, wenn ein Körper auf einen anderen eine Kraft ausübt, dann übt der zweite Körper eine gleichgroße (Reaktions-)Kraft in entgegengesetzter Richtung auf ihn aus.

~ Die Geschwindigkeit läßt sich genau genommen nur dann als das Verhältnis von zurückgelegtem Weg zur verstrichenen Zeit definieren, wenn die Geschwindigkeit konstant ist. Entsprechend ist die Beschleunigung nur dann als Verhältnis von Geschwindigkeitsänderung zu verstrichener Zeit korrekt definiert, wenn die Beschleunigung konstant ist. Im allgemeinen geben diese Verhältnisse jedoch nur die mittlere Geschwindigkeit und Beschleunigung an. Man kann gleichwohl damit auch Momentangeschwindigkeiten oder -beschleunigungen angeben, indem man die mittlere Geschwindigkeit und Beschleunigung für ein verschwindend kleines Zeitintervall bestimmt. Der Moment, in dem die Momentangeschwindigkeit und -beschleunigung erreicht werden, liegt dann genau in der Mitte des infinitesimalen Intervalls. Newtons Zweites Bewegungsgesetz ist genau genommen nur als Beziehung zwischen Kraft und Momentanbeschleunigungen richtig.

~ Geschwindigkeit, Beschleunigung und Kraft sind gerichtete Größen: Sie haben sowohl eine Richtung als auch einen Betrag. Es ist oft bequem, solche Größen – man nennt sie





Eine der Röhren, mit denen J. J. Thomson das Masse-Ladungsverhältnis des Elektrons bestimmte, ist hier in Photo und in Schemazeichnung gezeigt. Die Kathode ist mit einem Draht, der durch den Glaskolben hindurchgeht, an einen Generator angeschlossen, der die negative elektrische Ladung „einspeist“. Ein zweiter Draht verbindet die Anoden mit diesem Generator, so daß negative elektrische Ladung zurückfließen kann. (Thomson benutzte zwei Anoden, als Kollimatoren, die den Strahl bündeln.) Die Ablenkplatten waren über Polklemmen mit einer leistungsfähigen elektrischen Batterie verbunden und entsprechend stark negativ beziehungsweise positiv aufgeladen. Von den unsichtbaren Kathodenstrahlen, die von der Kathode abgestoßen und zu den Anoden hingezogen werden, kann ein Teil die schmalen Anodenspalte passieren – so daß schließlich ein scharf gebündelter Strahl in das Feld zwischen den geladenen Platten eintritt. Dort werden die Strahlteilchen durch elektrische Kräfte abgelenkt und fliegen hinter den Platten geradlinig weiter, bis sie schließlich auf die Glaswand der Röhre treffen und dort einen leuchtenden Fleck hervorrufen. In unserer Schemazeichnung sind nur die Teile von Thomsons Anordnung gezeigt, die man braucht, um nachzuweisen, daß die Kathodenstrahlen aus negativ geladenen Teilchen bestehen. Die Magnete zur magnetischen Ablenkung der Strahlen, aus der Thomson dann das Masse-Ladungs-Verhältnis der Strahlteilchen bestimmte, sind hier weggelassen. Die Zeichnung beruht auf einer Illustration in Thomsons Artikel *Cathode Rays*[12].

Vektoren – anhand ihrer Komponenten für bestimmte Richtungen zu beschreiben. Nehmen wir zum Beispiel ein Schiff, das mit einer Geschwindigkeit von etwa 18 km/h in Richtung Nord-Nordost fährt. Dann kann man sagen, es habe eine östliche Geschwindigkeitskomponente von 10 Kilometer/Stunde und eine nördliche von 15 Kilometer/Stunde. Das bedeutet nichts anderes, als daß dieses Schiff nach einer Stunde eine Position 10 Kilometer weiter östlich und 15 Kilometer weiter nördlich erreicht. Entsprechend können wir die Beschleunigung eines Schiffes in eine östliche Komponente von 2 km/h^2 und eine nördliche von 1 km/h^2 zerlegen; damit ist gemeint, daß das Schiff unabhängig von der ursprünglichen Geschwindigkeit in jeder Stunde in Richtung Ost um 2 km/h und in Richtung Nord um 1 km/h schneller wird. Natürlich können auch Kräfte durch ihre Komponenten beschrieben werden. Hier steht jede Komponente für die Stärke, mit der ein Körper in eine bestimmte Richtung gestoßen oder gezogen wird.

All diese Vektorkomponenten können sowohl negativ als auch positiv sein. Dabei stehen negative und positive Vorzeichen für Richtung und Gegenrichtung. Wenn beispielsweise die östliche Geschwindigkeitskomponente unseres Schiffes −20 km/h beträgt, dann fährt es stündlich 20 km nach Westen. Beträgt überdies die östliche Beschleunigungskomponente

-2 km/h^2, dann nimmt die Geschwindigkeit in Richtung Osten stündlich um 2 km/h ab, während sie sich zugleich in Richtung Westen um 2 km/h erhöht. Eine Kraft mit einer negativen östlichen Beschleunigungskomponente treibt das Schiff nach Westen. (In unseren Beispielen haben wir nur die horizontale Bewegung betrachtet, so daß zwei Komponenten genügen, um Geschwindigkeit, Beschleunigung oder Kraft zu kennzeichnen. Im allgemeinen braucht man drei Komponenten – etwa in Richtung Ost, Nord und nach oben.) Das Newtonsche Kraftgesetz gilt für jede Kraft- oder Beschleunigungskomponente: Die Komponente einer Kraft in irgendeiner beliebigen Richtung ist gleich der Masse mal der entsprechenden Komponente der Beschleunigung.

~ Wenn mehrere Kräfte auf einen Körper wirken, entspricht die resultierende Gesamtkraft der (vektoriellen) Summe aus den einzelnen Kräften. Mit anderen Worten: Jede Komponente der Gesamtkraft ist gleich der Summe, die sich aus den entsprechenden Komponenten der Einzelkräfte ergibt. Angenommen, auf einen Körper wirken zwei Kräfte; die erste habe eine nördliche Komponente von 3 Newton und eine östliche von 1 Newton, während die andere Kraft eine nördliche Komponente von -1 Newton und eine östliche von 6 Newton aufweist. Dann entspricht die resultierende Gesamtkraft einer nördlichen Komponente von $3 - 1 = 2$ Newton und einer östlichen Komponente von $1 + 6 = 7$ Newton.

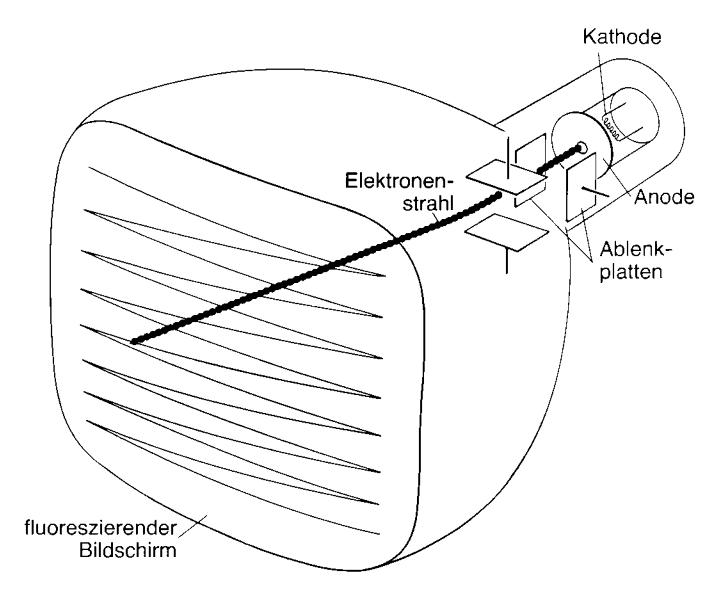
Ablenkung der Kathodenstrahlen

Thomson benutzte das Newtonsche Kraftgesetz, um daraus eine Formel für die beobachtete Kathodenstrahlablenkung abzuleiten, denn nur so konnte er aus den Meßgrößen in seinem Versuch Rückschlüsse auf die Eigenschaften der Teilchen in den Kathodenstrahlen ziehen. Diese Teilchen durchliefen in Thomsons Kathodenstrahlröhre eine Ablenkungszone, wo sie elektrischen und magnetischen Kräften ausgesetzt waren, die im wesentlichen senkrecht zur Strahlrichtung angriffen. Danach flogen die Teilchen ungehindert durch den feldfreien Raum hinter den Platten bis zum Ende der Röhre weiter. Beim Auftreffen der Strahlteilchen auf die Glaswand am Rohrende erzeugten sie einen hellen Lichtfleck. Thomson bestimmte nun, an welcher Position dieser Fleck auftauchte, solange die Platten ungeladen waren, und um wieviel der Strahl beim Einschalten des Feldes durch den Einfluß der Kräfte abgelenkt wurde. (Siehe dazu die Schemazeichnung von Thomsons Apparatur auf der linken Seite). Thomsons Formel besagt, daß die

$$\text{Ablenkung am Rohrende} = \frac{\text{Kraft} \times \text{Länge der Ablenkstrecke} \times \text{Länge der freien Laufstrecke}}{\text{Teilchenmasse} \times (\text{Geschwindigkeit})^2}$$

ist. Diese Gleichung wollen wir anhand eines mehr oder weniger realistischen Zahlenbeispiels veranschaulichen; angenommen auf die Strahlteilchen wirkt eine Kraft von 10^{-16} Newton, die Ablenkstrecke beträgt 0,05 Meter und die freie Laufstrecke 1,1 Meter, und schließlich sollen die Kathodenstrahlteilchen eine Masse von 9×10^{-31} Kilogramm und eine Geschwindigkeit von 3×10^7 Meter pro Sekunde haben. Unter diesen Voraussetzungen erfährt der Strahl am Ende der Röhre eine Ablenkung von:

$$\text{Ablenkung} = \frac{10^{-16}\,\text{N} \times 0{,}05\,\text{m} \times 1{,}1\,\text{m}}{(9 \times 10^{-31}\,\text{kg}) \times (3 \times 10^7\,\text{m/sek})^2} = 0{,}0068\,\text{m}\,.$$



Eine Kathodenstrahlröhre, die zu unserem Alltag gehört, ist die Bildröhre eines modernen Fernsehgerätes, die hier wieder schematisch gezeigt ist. Der leuchtende Fleck, den Kathodenstrahlen auf der „Glaswand" hervorrufen, hat hier freilich einen ganz anderen „Zweck" als bei Thomson: Er dient nicht zum Nachweis der unsichtbaren Strahlen im Vakuum der Röhre, sondern dazu, ein Bild auf den Fernsehschirm – nichts anderes als das Ende der Kathodenstrahlröhre – zum malen. Dazu wird der Strahl durch elektrische Kräfte so abgelenkt, daß er in regelmäßigen Zeilen über den fluoreszierenden Bildschirm hin- und herwandert. Der Bildschirm selbst besteht aus einem Spezialglas, das beim Auftreffen des Strahls aufleuchtet, und zwar umso heller, je intensiver der Strahl ist. Über ein elektrisches Bildsignal wird die Intensität des Kathodenstrahls gesteuert, so daß nacheinander ein Muster aus hellen und dunkleren Rasterpunkten erscheint. Da Auge und Gehirn den schnellen Bewegungen des Lichtpunktes nicht folgen können, nimmt man dieses Muster als Fernsehbild wahr.

Das sind fast 7 Millimeter, läßt sich also ohne weiteres messen. (Wir erhalten das Ergebnis in Meter, weil wir ein entsprechendes Maßsystem verwenden, in dem alle Längen in Meter, alle Zeitangaben in Sekunden, alle Massen in Kilogramm, alle Geschwindigkeiten in Meter pro Sekunde und alle Kräfte in Newton ausgedrückt sind. Wir könnten im Prinzip jedes andere in sich widerspruchsfreie Maßsystem benutzen und würden das Ergebnis auch dann automatisch in der richtigen Längeneinheit erhalten.)

Man kann sich leicht klarmachen, warum Thomsons Formel gerade diese Form annimmt, auch wenn man nicht tiefer in die algebraische Herleitung (im Anhang B) einsteigt. Wichtig ist, und das sollte man im Gedächtnis behalten, daß die Kathodenstrahlteilchen im elektrischen Feld senkrecht zur Achse der Röhre beschleunigt werden; am Ende der Ablenkstrecke haben die Teilchen also eine – wenn auch geringe – Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu ihrer ursprünglichen Ausbreitungsrichtung. Diese Geschwindigkeitskomponente ist gleich dem Produkt aus der Beschleunigung durch die elektrische Kraft und der Zeit, die die Teilchen zum Durchqueren der Ablenkstrecke benötigen. Der Einfachheit halber wollen wir annehmen, das Rohr liege horizontal und die Teilchen würden senkrecht nach unten gelenkt – wie in der Zeichnung auf Seite 22. Da hinter den geladenen Platten keine Kräfte auf die Strahlteilchen einwirken, bleiben die horizontale und senkrecht nach unten gerichtete Geschwindigkeitskomponente nach dem Verlassen der Ablenkstrecke konstant. Das heißt, die Teilchen überwinden innerhalb einer bestimmten Zeit eine Strecke, deren Länge dem Produkt aus Geschwindigkeit und Zeit entspricht. Das gilt insbesondere auch für einzelne Richtungen – dann taucht im Produkt die jeweilige Geschwindigkeitskomponente auf. Insbesondere wird der Strahl am Rohrende nach unten abgelenkt, wobei sich die Ablenkung aus der senkrechten Geschwindigkeitskomponente beim Verlassen der Ablenkstrecke mal der Flugzeit für die freie Laufstrecke ergibt. (Bei dieser Rechnung vernachlässigen wir die winzige Verschiebung,

die der Strahl auf der kurzen Ablenkstrecke erfährt.) Wenn wir nun all dies zusammenfassen, ergibt sich die Strahlverschiebung am Rohrende aus dem folgenden Produkt: Man muß die senkrecht nach unten gerichtete Beschleunigung in der Ablenkungszone mit der Zeit multiplizieren, die die Strahlteilchen in dieser Zone verbringen (um die nach unten gerichtete Geschwindigkeitskomponente zu erhalten), und das Ganze nochmals mit der Laufzeit zwischen Platten und Rohrende malnehmen. Die Zeit, die die Teilchen zum Durchqueren einer Zone benötigen, entspricht gerade der jeweiligen Laufstrecke dividiert durch die (unveränderte) Horizontalgeschwindigkeit. Daher tauchen bei Thomsons Formel im Zähler die Längen von Ablenkstrecke und freier Laufstrecke und im Nenner das Quadrat der Strahlgeschwindigkeit auf. Schließlich läßt sich die Beschleunigungskomponente in einer beliebigen Richtung nach dem Newtonschen Kraftgesetz als Kraft (in dieser Richtung) geteilt durch Masse schreiben – deshalb erscheint in Thomsons Formel die Kraft im Zähler und die Masse im Nenner.

Bei seinen Versuchen bestimmte Thomson die Strahlablenkung für elektrische und magnetische Kräfte unterschiedlicher Stärke. Aber was sagen diese Ablenkungen über die Kathodenstrahlteilchen aus? Von den Größen, die in Thomsons Formel auftauchen, sind zwei durch die Bauart der Kathodenstrahlröhre festgelegt: durch die Länge der Ablenkstrecke und den Abstand zwischen Platten und Rohrende. Unbekannt sind Masse und Geschwindigkeit der Strahlteilchen, sie gilt es zu bestimmen. Aber wie kommt man an den Wert für die Kraft? Wie wir im nächsten Rückblick sehen werden, ist die elektrische Kraft, die auf ein Teilchen ausgeübt wird, proportional zu dessen elektrischer Ladung. Das bedeutet, daß Thomsons Formel die Strahlablenkung am Rohrende gleich mit mehreren unbekannten Eigenschaften der Strahlteilchen verknüpft; diese Ablenkung ist proportional zur elektrischen Ladung der Teilchen geteilt durch ihre Masse und durch das Quadrat ihrer Geschwindigkeit. Aus den gemessenen Strahlverschiebungen ergibt sich nur für diese Kombination der Größen – oder Parameter – ein Wert. Das entspricht freilich nicht dem, was man eigentlich wissen möchte, nämlich die exakten Werte für Ladung und Masse der Strahlteilchen. Die Geschwindigkeit sagt wenig über die Teilchen, denn sie hängt bei gegebener Ladung und Masse nur davon ab, wie die Kathodenstrahlröhre ausgelegt und betrieben wird.

Thomson konnte die Schwierigkeiten überwinden, indem er die Kathodenstrahlen zusätzlich durch eine magnetische Kraft ablenkte und die zugehörige magnetische Ablenkung maß. Die magnetische Kraft, die auf ein Teilchen einwirkt, ist nämlich – wie wir noch ausführlich begründen werden – sowohl zur Geschwindigkeit als auch zur elektrischen Ladung des Teilchens proportional. Die magnetische Strahlablenkung hängt also von einer anderen Parameterkombination ab als die Verschiebung durch elektrische Kräfte, die wir bisher betrachtet haben. Indem Thomson nicht nur die elektrische, sondern auch die magnetische Ablenkung maß, konnte er Werte für die beiden verschiedenen Kombinationen bestimmen und daraus schließlich die Geschwindigkeiten und die spezifische Ladung der Strahlteilchen berechnen. Als spezifische Ladung bezeichnet man das Verhältnis Ladung geteilt durch Masse. Bevor wir auf Thomsons Meßergebnisse genauer eingehen, müssen wir einiges über die Theorie der elektrischen und magnetischen Kräfte sagen und natürlich insbesondere darüber, wie stark sie einen Kathodenstrahl ablenken.

Rückblick: Elektrische Kräfte

Um aus den gemessenen Ablenkungen der Kathodenstrahlen etwas über die Eigenschaften der Teilchen zu erfahren, die diese Strahlung ausmachen, mußte Thomson einen Zusammenhang mit der elektrischen Kraft herstellen, die auf diese Teilchen wirkt. Wir müssen also nun einen Blick auf die quantitative Beschreibung der elektrischen Kräfte werfen und wollen dabei auch auf einige historische Aspekte eingehen.

Erste Spekulationen über die Gesetze der elektrischen Kräfte stützten sich im wesentlichen auf eine Analogie zu Newtons Gravitationsgesetz. Am Ende der *Principia* beschreibt Newton die Gravitation als eine Ursache, die auf die Sonne und die Planeten einwirkt: „Alle Körper sind gegen die einzelnen Planeten schwer, und die Gewichte ... sind in gleichen Abständen vom Mittelpunkt des letzteren (gemeint ist: des Planeten) der Menge der in den einzelnen Körpern befindlichen Materie proportional.“ Darüber hinaus stellte Newton fest, daß die Kraft der „Schwere“ dem „Kehrwert des Quadrates des Abstandes proportional“ ist, so daß also die

$$\text{Gravitationskraft zwischen zwei Körpern} = \frac{G \times \text{Masse Körper 1} \times \text{Masse Körper 2}}{(\text{Abstand zwischen den Körpern})^2}$$

ist; dabei steht G für eine fundamentale Konstante, deren Wert vom Maßsystem abhängt, mit dem man Kraft, Masse und Entfernung beschreibt. In den heute üblichen SI-Einheiten ergibt sich aufgrund der modernen Messungen ein Wert von $G = 6{,}672 \times 10^{-11}\ \mathrm{m^3\ kg^{-1}\ s^{-2}}$. Die meisten Elemente in dieser Gleichung kann man sich intuitiv leicht plausibel machen. Die Kraft, mit der ein Körper einen anderen anzieht, wächst proportional zu den beiden Massen; verdoppelt sich eine der Massen, so wird auch die Anziehungskraft doppelt so stark. Umgekehrt nimmt die Gravitationskraft ab, wenn sich die Körper voneinander entfernen. Die Frage war nun, ob nicht auch die elektrische Kraft einem ähnlichen Gesetz gehorcht, also gleichfalls quadratisch mit dem Abstand der geladenen Teilchen abnimmt? Dann sollten elektrische Ladungen das Gegenstück zu den Massen im Gravitationsgesetz sein.

In einem ersten Versuch maß 1760 der schweizer Physiker Daniel Bernoulli (1700–1782) gezielt die elektrische Kraft bei unterschiedlichen Entfernungen. Seine Apparatur war einfach, und bis heute ist nicht ganz klar, ob er tatsächlich eine quadratische Abnahme der elektrischen Anziehung und Abstoßung bei wachsendem Abstand der Ladung nachgewiesen hat oder ob er lediglich feststellte, daß seine Beobachtungen nicht im Widerspruch zu dem vermuteten Gesetz standen.

Auch der englische Physiker und Chemiker Joseph Priestley (1733–1804), der als Entdecker des Sauerstoffs berühmt wurde, erwartete aufgrund von sehr indirekten Beweisen, daß die elektrische Kraft umgekehrt proportional zum Abstandsquadrat sein sollte. Priestley hatte beobachtet, daß ein Körper im Inneren eines geladenen Metallgehäuses offenbar keine elektrische Kraft spürt, solange dieses Gehäuse geschlossen ist; das gilt selbst dann, wenn man den Körper in unmittelbarer Nähe einer Wand des Metallgehäuses befestigt. Das aber war eine direkte Analogie zu einem Ergebnis von Newton. Ein Körper, der sich im Innern einer Hohlkugel mit einer massiven, überall gleich dicken Außenwand befindet, sollte keine Anziehung zur Wand hin spüren, denn in allen Richtungen hat die Gravitationskraft den gleichen Betrag – umgekehrt proportional zum Quadrat des Kugelradius. Allerdings stimmt diese Analogie nur bedingt: Bei der Gravitation hängt das Verschwinden der Kraft im Mittelpunkt einer massiven Hülle ganz entscheidend von einer perfekten Kugelsymmetrie ab; dagegen fehlen elektrische Kräfte im Inneren eines Metallgehäuses zum Teil einfach deshalb, weil sich die elektrischen Ladungen stets kugelsymmetrisch auf einer Metalloberfläche verteilen, wie immer die Form dieser Fläche aussehen mag.

Auf direktem Wege hat John Robinson (1739–1805) die Abstandsabhängigkeit der elektrischen Kraft bei seinen Versuchen von 1769 beobachtet – wobei er sich ausschließlich auf die Abstoßung gleichnamiger Ladungen konzentrierte. Henry Cavendish, nach dessen Familie Thomsons Laboratorium benannt worden war, machte 1775 ähnliche Experimente, deren Ergebnisse er jedoch nicht veröffentlichte. Erst 1785 gelang dann dem französischen Physiker Charles Augustin de Coulomb (1736–1806) der endgültige Nachweis.

Coulomb war Militäringenieur; sein Handwerk lernte er vor allem in den Jahren 1764–1772, als er den Bau von Fort Bourbon auf der Insel Martinique leitete – und dabei seine Gesundheit zerrüttete. Wieder zurück in Frankreich machte er auf der Schiffswerft von Rochefort grundlegende und umfassende Versuche zur Reibung. Als man ihn dann 1781 in die Akademie der Wissenschaften aufnahm, konnte er nach Paris gehen und seine Zeit nahezu ganz der Forschung widmen. Zwischen 1785 und 1791 veröffentlichte er in sieben Mitteilungen an die Akademie seine wissenschaftlichen Untersuchungen über Elektrizität und Magnetismus.

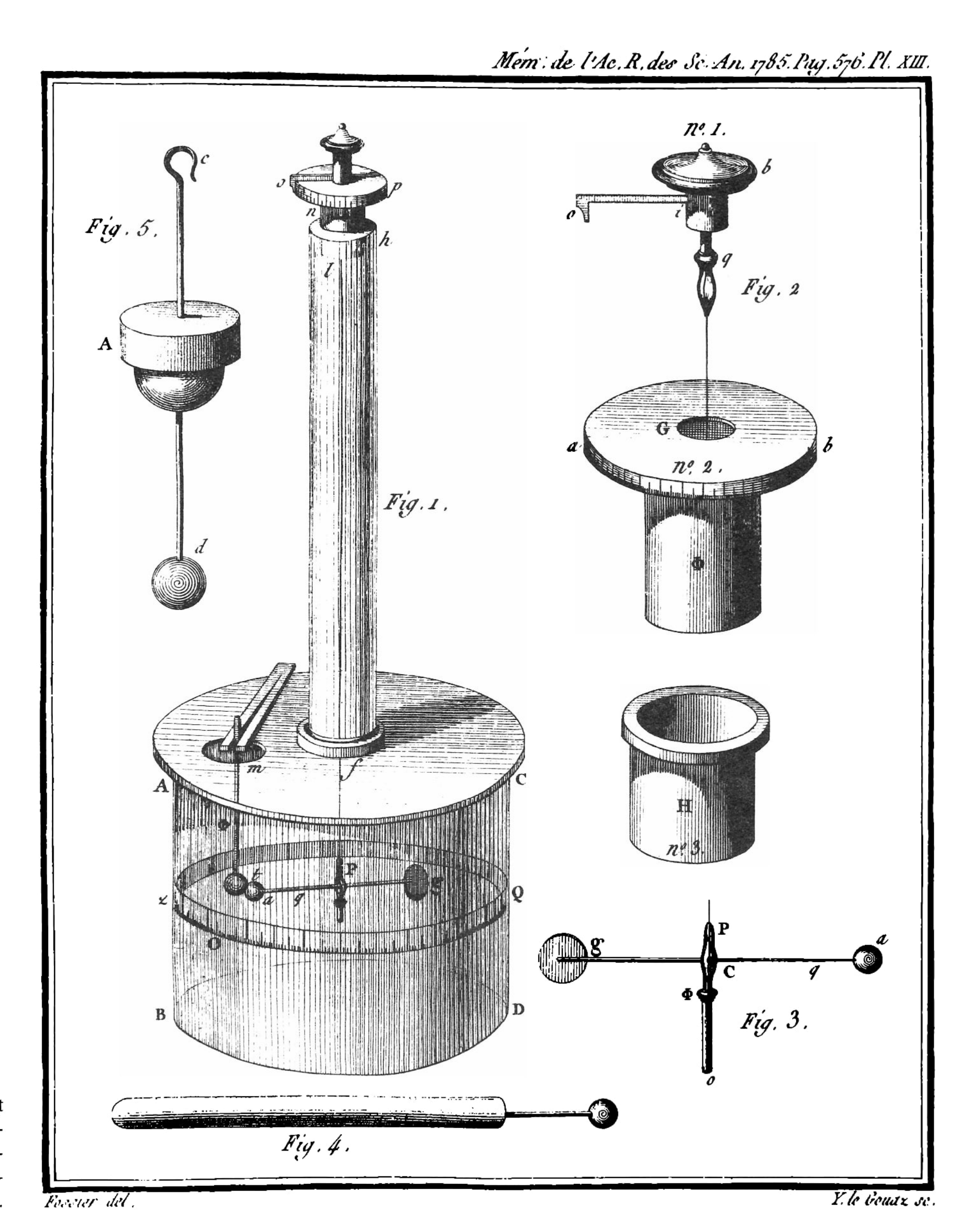
Coulomb benutzte bei seinen Experimenten ein empfindliches Meßinstrument, das er selbst entwickelt hatte: eine Torsionswaage. Damit konnte er die elektrischen Kräfte zwischen kleinen geladenen Holundermarkkügelchen messen. Tatsächlich bestätigte sich die quadratische Abhängigkeit vom Kehrwert des Abstandes, und zwar für verschiedene Ladungen und Abstände. Wenn sich der Abstand zwischen den Kügelchen halbierte, erhöhte sich die Kraft auf das Vierfache. Coulomb stellte überdies fest, daß die Kraft zwischen elektrisch geladenen Körpern proportional mit dem Produkt der elektrischen Ladungen wächst – ganz so, wie man es in Analogie zum Gravitationskraftgesetz erwarten sollte. Coulomb bezeichnete die Ladungen, ganz im Sinne dieser Analogie, als „elektrische Massen". Das Coulomb-Gesetz lautet also:

$$\frac{\text{elektrische Kraft}}{\text{zwischen geladenen Teilchen}} = \frac{k_e \times \frac{\text{Ladung}}{\text{Teilchen 1}} \times \frac{\text{Ladung}}{\text{Teilchen 2}}}{(\text{Abstand zwischen den Teilchen})^2}.$$

Dabei kennzeichnet k_e – ähnlich wie G – eine fundamentale Konstante, deren Betrag von den jeweils gewählten Einheiten für Kraft, Ladung und Abstand abhängt und experimentell bestimmt werden muß.
Um zu prüfen, ob die elektrische Kraft tatsächlich vom Produkt der Ladungen abhängt, machte Coulomb folgendes Experiment: Zunächst bestimmte er die elektrische Kraft zwischen zwei elektrisch geladenen Holundermarkkügelchen bei einem festen Abstand. Dann nahm er eines der Kügelchen und brachte es mit einem dritten, ungeladenen Kügelchen in Berührung, so daß sich die Ladung zu gleichen Teilen auf diese beiden Kügelchen verteilte. Nachdem das geladene Kügelchen die Hälfte seiner Ladung abgegeben hatte, brachte Coulomb es wieder an die ursprüngliche Stelle zurück – und tatsächlich: auch die Kraft sank nun auf die Hälfte.

Da die elektrische Kraft – wie jede Kraft – eine vektorielle Größe ist, müssen wir an dieser Stelle etwas über ihre Richtung sagen. Ob Coulomb jemals auf diesen Aspekt eingegangen ist, weiß ich nicht; jedenfalls liegt es auf der Hand, daß die elektrische Kraft entlang der Verbindungslinie zwischen den beiden Ladungen wirkt. (Es gibt keine andere ausgezeichnete Richtung, entlang der man sich die Kraftwirkung sinnvoll vorstellen könnte.) Wenn wir – einer allgemeinen Konvention folgend – abstoßende elektrische Kräfte als positiv und anziehende als negativ ansehen, läßt sich Du Fays Beobachtung, daß gleichartige Ladungen einander abstoßen und entgegengesetzte sich anziehen, anhand der Formel einfach so beschreiben: k_e ist eine positive Zahl.

Welche Maßeinheiten sollen wir für die elektrische Ladung nehmen? Das internationale Einheitensystem basiert auf einer Einheit für den elektrischen Strom, dem Ampere. Die



Diese Radierung von 1785 zeigt Aufbau und Funktion der Torsionswaage, mit der Coulomb das Kraftgesetz für die elektrische Anziehung experimentell bestätigte.

etwas komplizierte Definition des Ampere stützt sich auf magnetische Kräfte, die durch elektrische Ströme in parallelen Leitern hervorgerufen werden. Im Augenblick genügt es, das Ampere einfach als diejenige Stromstärke hinzunehmen, bei der eine Sicherung von 1 Ampere herausspringt. Die internationale Einheit der elektrischen Ladung ist dann das Coulomb (C), definiert als die elektrische Ladung, die bei einer Stromstärke von 1 Ampere in einer Sekunde durch einen bestimmten Punkt des Drahtes tritt. Kurz, 1 Coulomb entspricht 1 Ampere mal 1 Sekunde. Wir können nun die Kraft in Newton, den Abstand in Meter und die Ladung in Coulomb ausdrücken und erhalten die Konstante k_e

dann in Einheiten von N m^2/C^2. (Wenn man die elektrische Ladung im sogenannten elektrostatischen System angibt, hat die Konstante k_e gerade den Wert 1 – so ist dieses System definiert. Üblich – und praktischer – ist jedoch ein anderes Maßsystem, in dem sich für k_e der Wert $8{,}987 \times 10^9$ N m^2/C^2 ergibt, auf den wir uns im folgenden beziehen.

Das Coulomb-Gesetz läßt sich in eine einfachere Form umschreiben, die James Clerk Maxwell eingeführt hat. Da die elektrische Kraft, die auf einen Körper wirkt, stets proportional zu seiner elektrischen Ladung ist, kann man den Proportionalitätsfaktor als elektrisches Feld auffassen und folgende Gleichung aufstellen:

$$\text{elektrische Kraft auf eine Probeladung} = \text{Probeladung} \times \text{Feldstärke}.$$

Das so eingeführte elektrische Feld hängt offensichtlich von all den elektrischen Ladungen ab, unter deren Einfluß ein geladenes Teilchen steht, und natürlich von sämtlichen Abständen zu all diesen felderzeugenden Ladungen. Das Feld ist jedoch unabhängig von der Art des geladenen Teilchens, das diesem Feld ausgesetzt ist, und auch die vergleichsweise winzige Ladung dieses Teilchens hat auf das Feld keinen (merklichen) Einfluß. Beispielsweise läßt sich das Coulomb-Gesetz für die elektrische Kraft zwischen zwei geladenen Teilchen dann wie folgt uminterpretieren:

$$\text{elektrische Feldstärke in der Umgebung einer Ladung} = \frac{k_e \times \text{Ladung}}{(\text{Abstand zur felderzeugenden Ladung})^2}.$$

Kombiniert man diese beiden letzten Formeln, so erhält man das Coulomb-Gesetz wieder in der ursprünglichen Version.

Als Einheit für das elektrische Feld ergibt sich damit Kraft pro Ladung, also Newton pro Coulomb•. Das elektrischeFeld ist wie die Kraft eine gerichtete Größe. Bei einem positiv geladenen Teilchen hat das Feld dieselbe Richtung wie die elektrische Kraft; ist die Ladung negativ, so zeigen Feld- und Kraftvektor in entgegengesetzte Richtungen. Man kann es auch anders ausdrücken: Das elektrische Feld weist von einem positiv geladenen Teilchen weg in Richtung zur negativen Ladung. Ein Feld, das durch mehrere Ladungen erzeugt wird, entspricht der Vektorsumme aus den elektrischen Feldern sämtlicher felderzeugender Ladungen. Vektorsumme bedeutet hier, daß für jede Komponente (Nord, Ost oder Höhe) die Summe der Felder getrennt gebildet werden muß.

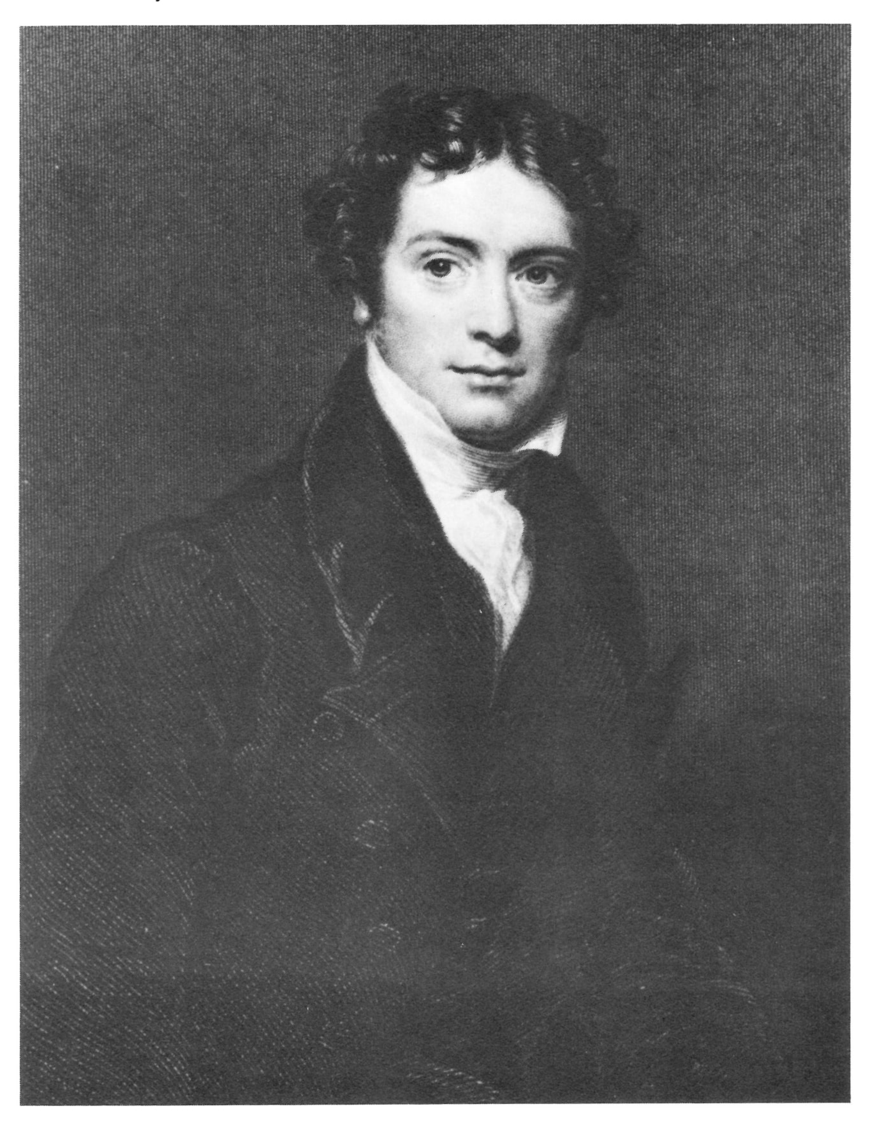
Mit dem Begriff des elektrischen Feldes ging man automatisch von Newtons Vorstellung ab, Kraft sei etwas, das Körper über Entfernungen hinweg unmittelbar beeinflußt. Das elektrische Feld muß man sich dagegen als eine Eigenschaft jedes einzelnen Raumpunktes denken, die sich dort jeweils unmittelbar auf jeden geladenen Körper auswirkt; dabei tragen jeweils sämtliche Ladungen, die sich im Raum verteilen, zur Feldstärke an einem einzelnen Punkt bei. Felder sind mehr als ein mathematisches Hilfsmittel, um Kräfte zwischen Teilchen zu berechnen, und haben durch die moderne Physik immer mehr physikalische Daseinsberechtigung erlangt. Viel-

• Aus Gründen, die später noch erläutert werden, schreibt man diese Einheit meist als Volt pro Meter.

leicht waren im Universum sogar die Felder das erste, und nicht die Teilchen.

Eine anschauliche Vorstellung vom Einfluß elektrischer Felder vermitteln Feldlinienbilder, wie sie Michael Faraday (1791-1867) eingeführt hat. Dazu bestimmt man zunächst für möglichst viele Punkte die Richtung, die das elektrische Feld an dieser Stelle hat, und zieht Verbindungslinien längs dieser Richtungen. Die Anzahl der Linien, die durch eine kleine Fläche senkrecht zum elektrischen Feld gehen, sollen jeweils dem Produkt der lokalen Feldstärke mal Flächeninhalt entsprechen•.

Michael Faraday



Bei einer einzelnen positiven Punktladung weisen die Linien strahlenförmig in alle Richtungen nach außen, während sie umgekehrt bei negativer Ladung auf diese Punktladung zulaufen; die Zahl der Linien, die durch eine Kugelfläche um die Ladung gehen, entspricht dem Produkt aus Kugelfläche und Feldstärke. Da die Kugelfläche proportional zum Quadrat des Radius ist und das elektrische Feld, wie wir gerade gesehen haben, quadratisch mit dem Radius abnimmt, kürzt sich der Radius bei diesem Produkt weg (siehe Anhang C). Die Anzahl der Feldlinien ist also unabhängig vom Kugelradius, das heißt, sie bleibt für verschieden große Kugelschalen um ein geladenes Teilchen konstant. Daher können die Linien nicht willkürlich irgendwo im ladungsfreien Raum beginnen oder enden, sondern sie entspringen stets in einer positiven Ladung und enden in einer negativen. Schließlich gilt für Feldlinien das gleiche wie für ein Feld: Ein von mehreren Ladungen erzeugtes Feld läßt sich stets als Summe der von den einzelnen Ladungen erzeugten Felder darstellen.

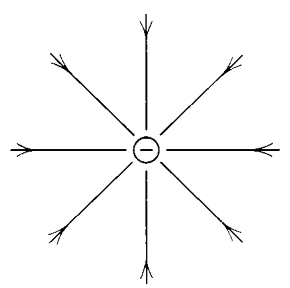
Der entscheidende Punkt bei all dem ist natürlich nicht, eine bereits bekannte Feldverteilung durch ein Feldlinienbild auszudrücken; Ziel ist es vielmehr, das elektrische Feld, das unter verschiedenen Bedingungen zustandekommt, anhand des Feldlinienbildes abzuschätzen. Wie man das macht, werden wir im folgenden Abschnitt sehen.

• Bei dieser Definition hängt die Anzahl der Kraftlinien natürlich von den gewählten Einheiten für das elektrische Feld ab. Es macht also durchaus einen Unterschied, ob wir das elektrische Feld in dyn pro elektrostatische Ladungseinheit oder in Newton pro Coulomb oder sonstwie angeben. Das mag illustrieren, daß Feldlinien nichts Reales sind und ihrer absoluten Anzahl keine Bedeutung beigemessen werden kann. Nur die Richtung und die relative Feldliniendichte (das Verhältnis zwischen den Anzahlen der Feldlinien, die an verschiedenen Punkten auf eine Flächeneinheit entfallen) haben einen physikalisch-mathematischen Sinn.

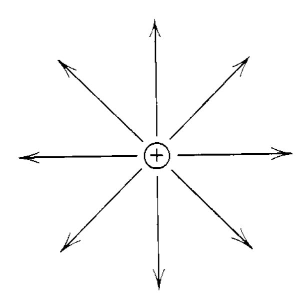
Elektrische Ablenkung der Kathodenstrahlen

Bei Thomsons Versuch wurde das elektrische Feld durch zwei geladene Metallplatten erzeugt, die parallel angeordnet waren – wie die Abbildung auf Seite 22 zeigt. Die elektrische Kraft, die ein geladener Körper in einem solchen Feld verspürt, haben wir bereits allgemein als das Produkt aus Ladung des Körpers und elektrischer Feldstärke ausgedrückt. Da die Ablenkung der Kathodenstrahlen – oder genauer: der geladenen Strahlteilchen – von diesem Produkt abhängt, mußte Thomson das elektrische Feld für all die Punkte bestimmen, die diese Teilchen zwischen den Platten durchliefen.

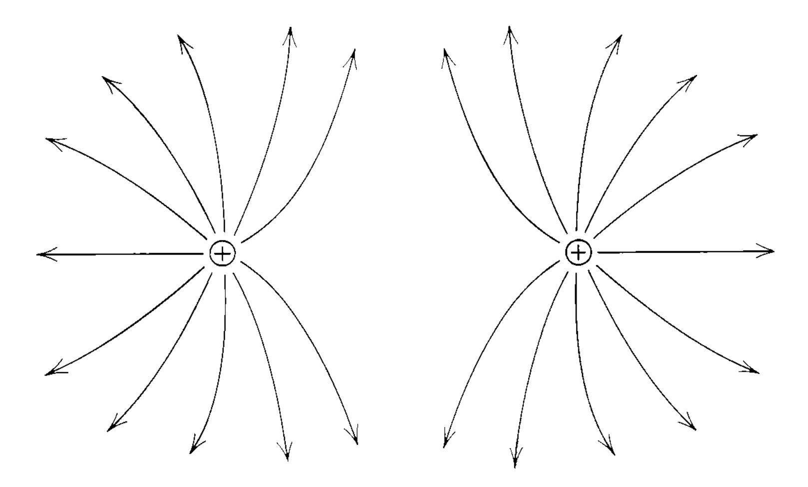
Diese Aufgabe ist leicht zu lösen, wenn man berücksichtigt, daß Länge und Breite der beiden Metallplatten in Thomsons Experiment viel größer waren als der Plattenabstand. Daher kann man Störeffekte, die an den Plattenrändern auftreten, vernachlässigen, denn zwischen den Platten muß das elektrische Feld – eben bis auf die Randpunkte – senkrecht zu den geladenen Oberflächen stehen; dabei laufen die Feldlinien von der positiven Platte zur negativen. Das ist in der Schemazeichnung auf Seite 32 angedeutet. Es gibt weder eine andere Richtungskomponente, noch kann sich das Feld von Ort zu Ort ändern, denn auf beiden Platten gleicht ein Punkt dem anderen. (Selbst wenn wir eine ungleichmäßige Ladungsverteilung auf den Platten annehmen, ändert das nichts an der Homogenität des Feldes, denn durch die entstehenden elektrischen Kräfte werden die Ladungen solange auf den Platten verschoben, bis sie gleichmäßig verteilt sind.) Schließlich ist das elektrische Feld an allen Punkten zwischen den Platten gleich stark, hängt also nicht vom Abstand zu der einen oder anderen Platte ab. Diese Tatsache mag überraschen, läßt sich aber leicht damit erklären, daß wir das elektrische Feld als Anzahl von Feldlinien pro Einheitsfläche aufgefaßt haben. Man braucht nur einen Blick auf das Feldlinienbild zu werfen, um zu sehen daß durch eine waagerecht orientierte Einheitsfläche zwischen den Platten stets die gleiche Zahl von Feldlinien gehen muß, egal wie weit diese



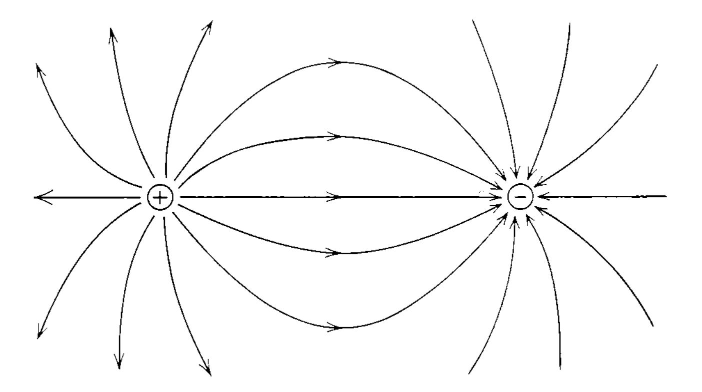
Elektrische Feldlinien bei einer isolierten negativen Ladung



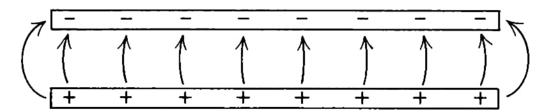
Elektrische Feldlinien bei einer isolierten positiven Ladung



Elektrische Feldlinien bei zwei positiven Ladungen



Elektrische Feldlinien bei zwei entgegengesetzten Ladungen



Elektrische Feldlinien zwischen parallelen Metallplatten mit entgegengesetzten elektrischen Ladungen.

Fläche von den beiden Platten entfernt ist. Also schließen wir, daß die elektrische Kraft in Thomsons Versuch tatsächlich senkrecht zur Achse der Kathodenstrahlröhre orientiert ist und dem Produkt aus einer konstanten Feldstärke mal der Ladung des Elektrons entspricht. Ziehen wir nun die Thomsonsche Formel von Seite 23 heran, so erhalten wir aufgrund dieser elektrischen Kraft für die Ablenkung des Kathodenstrahls am Rohrende:

$$\text{Ablenkung der Kathodenstrahlen im elektrischen Feld} = \frac{\begin{array}{c}\text{Ladung der}\\ \text{Strahlteilchen}\end{array} \times \begin{array}{c}\text{elektrische}\\ \text{Feldstärke}\end{array} \times \begin{array}{c}\text{Länge der}\\ \text{Ablenkstrecke}\end{array} \times \begin{array}{c}\text{Länge der}\\ \text{freien Laufstrecke}\end{array}}{\begin{array}{c}\text{Masse}\\ \text{der Strahlteilchen}\end{array} \times \left(\begin{array}{c}\text{Geschwindigkeit}\\ \text{der Strahlteilchen}\end{array}\right)^2}.$$

Will man aus diesen Ablenkungen etwas über die Strahlteilchen selbst erfahren, so muß man die Stärke zwischen den beiden aufgeladenen Metallplatten bestimmen. Dazu könnte man einen Probekörper mit bekannter elektrischer Ladung zwischen die Platten bringen und die Kraft messen, die ihn ablenkt; die elektrische Feldstärke läßt sich dann aus dem Verhältnis der gemessenen Kraft zur Ladung des Probekörpers ableiten. Ebensogut kann man das elektrische Feld aber auch aus der (bekannten) Spannung der Batterie berechnen, mit der die Metallplatten aufgeladen werden; die Feldstärke hängt nur von dieser Spannung und dem Plattenabstand ab - wie wir noch sehen werden. Tatsächlich bestimmte Thomson die Feldstärke anhand der Spannung, und was damit im einzelnen gemeint ist, werden wir noch erläutern. Vorläufig wollen wir das elektrische Feld einfach als eine Größe betrachten, die man auf die eine oder andere Weise bestimmen kann.

Die Kathodenstrahlablenkung durch elektrische Kräfte sagt – wie die Formel zeigt – nur etwas über das Verhältnis zwischen der Ladung der Strahlteilchen und dem Produkt aus Masse und Geschwindigkeitsquadrat. Um das Verhältnis von Ladung und Masse herauszubekommen, muß man also die Geschwindigkeit der Strahlteilchen kennen. In der Tat hat Thomson diese Geschwindigkeit 1894 direkt gemessen; da diese Messung fehlerhaft war, verwarf er diese Methode bereits 1897 und bestimmte stattdessen die Ablenkung, die eine zweite Kraft hervorruft: die magnetische Kraft. Die magnetische Ablenkung hängt nämlich ebenfalls von der Teilchengeschwindigkeit ab, und zwar nicht quadratisch wie die elektrische Ablenkung.

Rückblick: Magnetische Kräfte

Magnetische Naturerscheinungen sind mindestens ebenso lange bekannt wie elektrische. In Platos *Timaios* ist nicht nur vom Bernstein sondern auch vom „herakleischen Stein" die Rede. Das war Magneteisenstein, ein natürlich magnetisiertes Eisenerz, das Eisenspäne anzieht und ihnen dabei dieselbe Fähigkeit der magnetischen Anziehung verleiht•. Magneteisenstein war schon im Alten China bekannt, und es gibt vage Hinweise darauf, daß er bereits um das Jahr 83 als Kompaß magische Bedeutung hatte••. In einem chinesischen Buch aus dem Jahre 1084 findet sich eine ausführliche Beschreibung darüber, wie man damals einen Magnetkompaß herstellte; indem man einen kleinen „Fisch" aus magnetisiertem Eisen im Wasser schwimmen ließ•••. Die Chinesen waren auch die ersten, die herausfanden, daß ein Magneteisenstein zwei Pole besitzt, die bestimmte Metallstückchen anziehen, und daß sich einer dieser Pole nach Norden, der andere nach Süden ausrichtet[13].

Was den Magnetismus betrifft, hinkte die westliche Welt in ihrem Wissensstand noch lange zurück. Aber 1269 bemerkte schließlich Pierre de Maricourt (auch bekannt als Peter Peregrinus) die Polarität der Magneteisensteine[14]. Er machte die grundlegende Entdeckung, daß sich die nordsuchenden Pole zweier Magnete abstoßen – und entsprechendes für zwei südsuchende Pole gilt; ein nord- und ein südsuchender Pol dagegen ziehen sich gegenseitig an, wie de Maricourt feststellte.

Die Grundlagen für eine wissenschaftliche Erklärung des Magnetismus schuf William Gilbert – im London der Zeit Elisabeth I. Er deutete de Maricourts Beobachtung der Polarität als Erklärung für das Verhalten des Magnetkompasses. Die Erde – so erkannte Gilbert – ist selbst ein riesiger Magnet, dessen südsuchender Pol irgendwo in der Nähe des geographischen Nordpols liegt und den nordsuchenden Pol eines jeden Kompaßmagneten anzieht. Vor allem erkannte Gilbert, daß Magnetismus und Elektrizität trotz aller Ähnlichkeit zwei verschiedene Dinge sind. So zieht ein Magneteisenstein nur Eisen an – das aber, ohne daß man ihn reiben muß. Bernstein hingegen muß vorher mit einem geeigneten Material gerieben werden, damit er kleine Stoffstückchen anzieht. Trotz dieser Unterschiede sind Magnetismus und Elektrizität wesensverwandt. Wir wissen heute, daß die magnetischen Eigenschaften des Magneteisensteins oder auch eines Hufeisenmagneten auf elektrischen Strömen in den Eisenatomen beruhen und daß der Erdmagnetismus durch elektrische Ströme aufgrund von Zirkulationen im flüssigen Erdkern hervorgerufen wird. Diese verwickelten Naturerscheinungen sind noch immer Gegenstand der Forschung; allerdings geht es dabei weniger um die Frage, was Magnetismus eigentlich ist, als vielmehr darum zu klären, wie sich Eisenatome in Festkörpern ausrichten oder wie sich die flüssige Materie im Erdinneren verhält. Die Natur des Magnetismus wurde nach Gilberts

---

• Die alten Griechen bezeichneten dieses Erz als λίθοσ Μαγνῆτισ, wörtlich Magnesiastein, benannt nach der Stadt Magnesia (heute: Manisa) im westlichen Kleinasien, wo das Erz abgebaut wurde. Heutzutage nennt man es Magnetit (Fe_3O_4). Nicht nur die Bezeichnungen Magnet und Magnetit leiten sich aus dem Namen der Stadt Magnesia ab, sondern auch der Elementname Magnesium. Bei Magnesia wurde nämlich früher auch ein magnesiumhaltiger Rohstoff abgebaut, der bis heute Magnesia heißt.

•• Davon berichten die *Lun Hêng (Bedeutungsvolle Abhandlungen in der Schwebe)* von Wang Chung, wie Joseph Needham[13] erwähnt. Beschrieben ist dort ein „die Südrichtung anzeigender Löffel", ein Stück Magneteisenstein, das in der Form dem Sternbild Großer Bär gleiche. Wenn man diesen gemeißelten Stein auf eine polierte Bronzeplatte lege, würde er sich solange drehen, bis er nach Süden zeige. Es ist interessant, daß man in China stets nur von Magnetkompassen sprach, die in Südrichtung zeigten, während man in Europa immer von einer Ausrichtung nach Norden sprach.

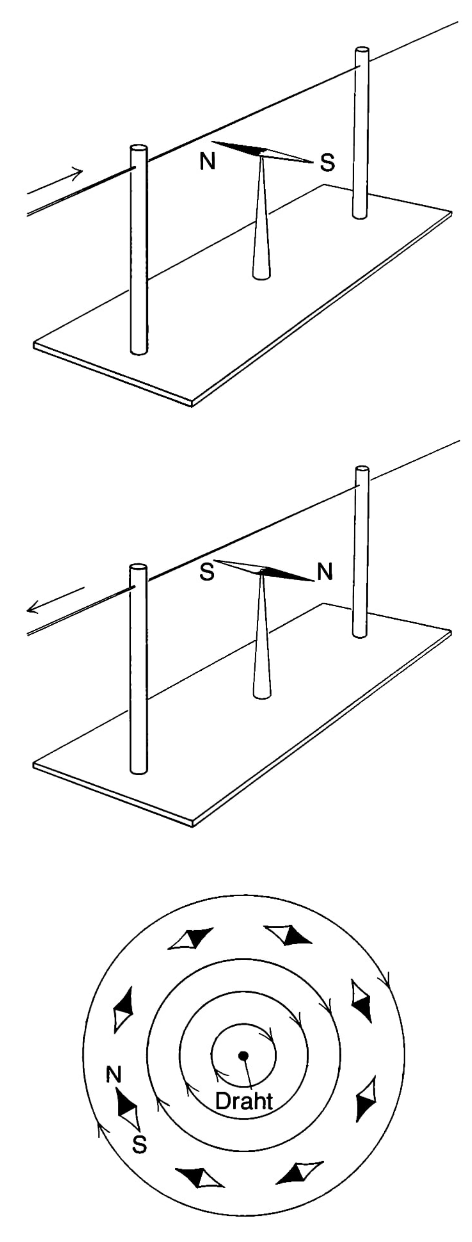
••• Needham erwähnt hier das *Wu Ching Tsung Yao (Handbuch über bedeutende Militärtechnik)* von Tsêng Kung-Liang. Der eiserne „Fisch" in diesem Kompaß wurde nicht durch streifenden Kontakt mit einem Magneteisenstein magnetisiert, sondern indem man das Eisen erhitzte und anschließend in Nord-Süd-Richtung hielt, bis es abgekühlt war.

Zeit denn auch nicht durch die Untersuchungen zum Eisen- und Erdmagnetismus entschlüsselt; den entscheidenden Fortschritt brachte vielmehr die Entdeckung elektromagnetischer Erscheinungen und die Beobachtung, daß elektrische Ströme, die in einem Leiter fließen, Magnetismus erzeugen.

Die Entdeckung des Elektromagnetismus ist das Verdienst von Hans Christian Oersted (1777–1851). Die Ursprünge dieser Entdekkung sind freilich nicht ganz geklärt. Eine bekannte Version lautet, Oersted habe Anfang 1820 während einer Vorlesung an der Universität Kopenhagen bei einem elektrischen Demonstrationsversuch bemerkt, daß eine Kompaßnadel abgelenkt wurde, sobald in einem benachbarten Draht ein elektrischer Strom floß. Als Stromquelle benutzte Oersted eine Batterie, vergleichbar mit einer heutigen Autobatterie. (Obwohl Alessandro Graf Volta (1745–1827) die Batterie bereits 1800 erfunden hatte, und in Europa daraufhin im großen Stil Versuche zum Verhalten elektrischer Ströme durchgeführt wurden, war zuvor noch niemandem deren magnetische Wirkung aufgefallen.) Oersted konnte anfangs nur sehr schwache Ströme erreichen, aber als er seine Versuche im Juli 1820 mit einer stärkeren Batterie wiederholte, waren die Auswirkungen nicht mehr zu übersehen: Eine Kompaßnadel, die in der Nähe eines stromführenden Drahtes stand, begann hin und her zu schwingen, bis sie schließlich senkrecht zum Draht und zur Verbindungslinie zwischen Draht und Kompaß stand (siehe Skizze auf der rechten Seite). Wenn Oersted den Kompaß nun langsam in diejenige Richtung bewegte, in die die Magnetnadel wies, ergab sich ein Kreis um den Draht. Wenn er die elektrische Stromrichtung umkehrte, drehte sich auch die Kompaßnadel um 180 Grad. Die Wirkung blieb in beiden Fällen auch dann noch erhalten, wenn Glas-, Metall- und Holzscheiben zwischen Draht und Kompaß standen. Wenig später zeigte Oersted, daß es sich hier um eine symmetrische Kraftwirkung handelt: Nicht nur der stromführende Draht übte Kräfte auf einen Magneten – etwa eine Kompaßnadel – aus, sondern auch ein Magnet wirkte ähnlich auf eine stromführende Drahtspule. Dabei verhielt sich das eine Ende der Spule wie ein magnetischer Nordpol, das andere wie ein Südpol. Magnetismus und Elektrizität waren offenbar nichts völlig Verschiedenartiges.

Auch wenn immer wieder vermutet wird, der Austausch wissenschaftlicher Ergebnisse und das Tempo wissenschaftlicher Veränderungen habe sich im Vergleich zu früheren Jahrhunderten rapide beschleunigt, Oersteds Arbeiten sind ein Gegenbeispiel. Nur wenige Entdekkungen hatten eine so einschneidende Wirkung für die Physik wie seine Entdeckung des Elektromagnetismus. Seine Ergebnisse wurden am 21. Juli 1820 in lateinischer Sprache in einer vierseitigen Abhandlung veröffentlicht. Man schickte sie sofort an Universitäten und Akademien in ganz Europa weiter, und noch vor Ablauf des Jahres erschienen englische, französische, deutsche, italienische sowie dänische Übersetzungen in den wissenschaftlichen Fachzeitschriften[15].

Als Oersteds Beobachtungen am 11. September 1820 in Paris am Institut de Paris mitgeteilt wurden, befand sich unter den Zuhörern auch ein Mathematikprofessor der berühmten École Polytechnique, André Marie Ampère (1775–1836). Er begann sofort mit eigenen Versuchen, und bereits eine Woche später konnte er beim Institutstreffen ein weiteres weitreichendes Ergebnis bekanntgeben: Elektrische Ströme üben nicht nur auf Magnete Kräfte aus (und umgekehrt), sondern auch Ströme beeinflussen sich wechselseitig. So ziehen sich parallele Drähte an, wenn in ihnen der Strom in die gleiche Richtung fließt; umgekehrt stoßen sie sich ab, sobald die Ströme in entgegengesetzten Richtungen fließen. Ampère zog daraus sehr bald den Schluß, daß Magnetismus stets auch Elektromagnetismus ist. Für das magnetische Verhalten von Magneteisenstein machte er winzige elektrische Ströme verantwortlich.
Die Eigenschaften des Elektromagnetismus wurden in weiteren Versuchen genauer beobachtet und mathematisch beschrieben. Auf einem etwas anderen Weg als Ampère entdeckten Jean-Baptiste Biot (1774–1862) und Félix Savart (1791–1841) dann ein



Ein stromdurchflossener Draht übt auf eine Kompaßnadel eine Kraft aus, deren Richtung von der Stromrichtung abhängt. Im unteren Diagramm fließt der Strom in Blickrichtung in die Papierebene hinein und erzeugt eine Kraft, die eine Magnetnadel im Rechtssinn dreht – wie die Pfeile andeuten.

allgemeines Kraftgesetz. Für den einfachsten Fall, daß der Strom in zwei langen parallelen Drähten fließt, hat dieses Gesetz die Form, die Ampère für die Kraft zwischen zwei stromdurchflossenen Drähten gefunden hatte:

$$\text{Kraft von Draht 1 auf Draht 2} = \frac{2k_m \times \text{Stromstärke in Draht 1} \times \text{Stromstärke in Draht 2} \times \text{Länge der Drähte}}{\text{Abstand zwischen den Drähten}}.$$

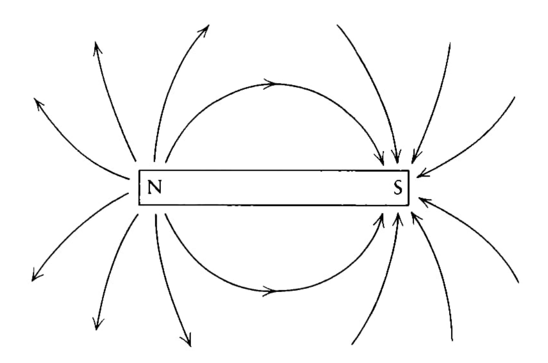
Hier steht k_m wieder für eine allgemeine Konstante; ihr Wert hängt vom Maßsystem ab, das man für Kraft und elektrischen Strom wählt•. Die Einheit für den Strom, das Ampere, ist so definiert, daß k_m den Wert 10^{-7} hat••, wenn der Strom in Ampere und die Kraft in Newton gemessen wird.

In komplizierten Fällen schreiben wir besser keine allgemeingültige Formel für Kräfte zwischen stromdurchflossenen Elementen hin, sondern gehen ähnlich vor wie bereits

---

• Man könnte fragen, warum wir eigentlich nicht eine andere Konstante in die obige Formel einsetzten, sagen wir K_m anstelle von $2\ k_m$; damit ließe sich der Faktor 2 vermeiden. Tatsächlich würde das wenig nützen, denn der Faktor 2 träte dann an vielen anderen Stellen zusätzlich auf. Beispielsweise würde man einen zusätzlichen Faktor 1/2 benötigen, um die Kraft zwischen zwei parallelen stromführenden Drahtabschnitten zu berechnen, deren Abstand größer als ihre eigene Länge ist.

•• Das entspricht der ursprünglichen Definition des Ampere. Aus praktischen Überlegungen ist man teilweise zu einer Definition übergegangen, die auf der Elektrolyse beruht – sie wird in Kapitel 3 näher erläutert. Man hat auch eine sogenannte elektromagnetische Einheit definiert, und zwar so, daß die Kraft zwischen zwei langen Drähten, in denen ein Strom von einer elektromagnetischen Einheit fließt, bei einem Abstand von 1 cm gerade 2 dyn pro cm beträgt. (Das heißt, $k_m = 1$, wenn die Kraft in dyn und der Strom in elektromagnetischen Einheiten gemessen werden.) Das heißt, eine elektromagnetische Einheit ist gleich 10 Ampere. Das Ampere und verwandte Einheiten wie Coulomb und Volt führte man früher irgendwann einmal mit dem (meiner Meinung nach) wenig überzeugenden Argument ein, sie seien praktischer als die elektromagnetischen Einheiten, die auf Zentimeter, Gramm und Sekunde abgestimmt sind.



Magnetische Feldlinien um einen Stabmagneten

bei der Elektrizität, indem wir den Begriff des magnetischen Feldes einführen. Die Richtung des Magnetfeldes an einem beliebigen Punkt ist einfach durch die Richtung der magnetischen Kraft festgelegt, die der nordsuchende Pol eines Magneten an diesem Punkt spüren würde. Bei einem Magneteisenstein oder einem anderen Permanentmagneten treten die Feldlinien aus dem magnetischen Nordpol aus und enden im Südpol (siehe Abbildung). Das Bild entspricht gerade dem Muster der elektrischen Feldlinien (auf Seite 31), aber es gibt einen fundamentalen Unterschied: Ein magnetischer Nord- oder Südpol kann in der Natur nie einzeln auftreten. Außerdem steht das Magnetfeld, wie Oersted beobachtete, an einem Punkt in der Nähe eines langen stromdurchflossenen Drahtes im rechten Winkel zum Draht und zur Verbindungslinie zwischen Draht und dem betrachteten Punkt•, wie die Abbildung auf der rechten Seite verdeutlicht.

Nun hatte Ampère, wie bereits erwähnt, herausgefunden, daß die magnetische Kraft auf einen parallelen zweiten Draht entlang der Verbindungslinie zwischen den beiden Drähten wirkt, aber senkrecht zur Drahtrichtung orientiert ist. Mit anderen Worten, die Kraft steht senkrecht zu den Drähten und zum Magnetfeld. Dies gilt ganz allgemein – bei einem stromdurchflossenen Drahtabschnitt wirkt die Kraft stets senkrecht zum Magnetfeld und zum Draht (siehe rechte Abbildung).

Diese Kraft ist – bei gegebenem Magnetfeld – proportional zur Stromstärke im Draht und zur Länge des Drahtes. Außerdem hängt sie entscheidend vom Winkel zwischen Feldrichtung und Draht ab: Sind beide parallel und damit der Winkel 0 Grad, dann verschwindet die Kraft; sie wird dagegen maximal, wenn Feld und Draht im 90-Grad-Winkel zueinander orientiert sind. Diese maximale magnetische Feldstärke beträgt:

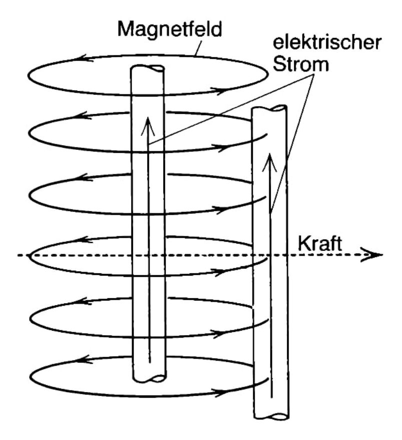
$$\text{magnetische Kraft auf einen Draht} = \begin{matrix}\text{Stromstärke}\\ \text{im Draht}\end{matrix} \times \begin{matrix}\text{Länge}\\ \text{des Drahtes}\end{matrix} \times \begin{matrix}\text{magnetisches}\\ \text{Feld}\end{matrix}$$

Die Einheiten für das Magnetfeld entsprechen dann einer Kraft pro Strom und Länge, also etwa Newton/Amperemeter••. Das Erdmagnetfeld beträgt ungefähr 5×10^{-5} N/Am; das Magnetfeld im Raum zwischen den Sternen liegt typischerweise in der Größenordnung von 10^{-9} N/Am; und die stärksten Magnetfelder, die man in modernen Laboratorien über längere Zeit auf konstanter Stärke halten kann, erreichen 10 N/Am.

• Ampère stellte eine einprägsame Regel auf, um auf einfache Weise die Richtung des Magnetfeldes um einen geraden stromdurchflossenen Draht zu bestimmen. Stellen wir uns einen kleinen Mann vor, der entlang des Drahtes mit dem Strom schwimmt und an die Stelle gelangt, an der das Magnetfeld gemessen werden soll. Dann zeigt das Feld in die Richtung seines linken Arms. Man kann diese Regel auch so formulieren: Wenn man die rechte Hand so hält, daß der Daumen in Stromrichtung zeigt, dann weisen die gekrümmten Finger in die Richtung der kreisförmig geschlossenen magnetischen Feldlinien.

•• Diese Einheit wird auch als ein Weber/m² bezeichnet, aus Gründen, die für uns nicht von Belang sind. Die Physiker benutzen auch gerne eine andere Einheit für das Magnetfeld, das Gauß. Es ist so festgelegt, daß 1 Gauß genau 10^{-4} Newton/Amperemeter entspricht. Als Einheit für das Magnetfeld ist das Gauß so weit verbreitet, daß man bei der U.S.-Marine sogar von „degaussing" spricht, wenn Unterseeboote nach mehreren Fahrten entmagnetisiert werden müssen, weil sie durch das Erdmagnetfeld bei der Fahrt schwach magnetisiert werden.

Wir können nun aus dem, was wir bisher gelernt haben, eine Formel für das Magnetfeld um einen geraden stromdurchflossenen Leiter aufstellen. Betrachten wir dazu noch einmal das Beispiel zweier paralleler Drähte, wobei das Magnetfeld des ersten Drahtes senkrecht zum zweiten Draht ausgerichtet ist. Wir machen nun folgende Annahme: Die Kraft, die der erste Draht durch den Strom im zweiten zu spüren bekommt – sie entspricht der Formel von oben – ist nichts anderes als die Kraft, die das Magnetfeld des zweiten



Die Kraft zwischen parallelen stromdurchflossenen Drähten.

Drahtes ausübt – gemäß der Formel auf Seite 35. Aus dem Vergleich der Formeln erhält man für das Magnetfeld, das sich um einen stromdurchflossenen Draht ausbildet:

$$\text{Magnetfeld um einen stromdurchflossenen Draht} = \frac{2k_m \times \text{Stromstärke}}{\text{Abstand vom Draht}}.$$

Fließt beispielsweise durch einen langen Draht ein Strom von 15 Ampere, dann mißt man in einer Entfernung von 2 Zentimetern (0,02 Metern) ein Magnetfeld von

$$\frac{2 \times 10^{-7} \times 15}{0{,}02} = 1{,}5 \times 10^{-4}\ \text{N/A m}.$$

Dieses Feld ist stärker als das Erdmagnetfeld und kann eine Kompaßnadel daher stärker ablenken.

Mit der Entdeckung des Elektromagnetismus hat sich nicht nur die Physik rasch gewandelt, sondern auch die Technik. Noch heute funktionieren die stärksten Magnete, die in Stahlwerken und bei Teilchenbeschleunigern eingesetzt werden, nach dem alten Muster des Elektromagneten, dessen Magnetfeld durch einen elektrischen Strom in einer Drahtspule erzeugt wird – das Prinzip ist das gleiche wie bei den winzigen Strömen in den Eisenatomen des Magneteisensteins oder eines anderen Permanentmagneten. Als historisch besonders wichtige Anwendung des Elektromagnetismus wäre wohl der elektrische Telegraph zu nennen. Schon Ampère hatte gleich erkannt, daß sich an der Ablenkung einer Kompaßnadel leicht feststellen läßt, ob in einem Draht ein Strom angeschaltet ist oder nicht, und zwar auch dann, wenn der Schalter weit entfernt ist. Eine Nachricht, die man in eine Folge von „An" und „Aus" übersetzt hat, läßt sich also bis zu einer Entfernung übertragen, in die ein Draht einen hinreichend starken Strom weiterleitet. Nach Oersteds Entdeckung wurden zahlreiche Telegraphen entwickelt. Im Jahre 1834 installierten Carl Friedrich Gauß (1777–1855) und Wilhelm Weber (1804–1890) in Göttingen eine Telegraphenverbindung zwischen dem Physiklaboratorium und der Sternwarte. Schließlich entwickelte Samuel F. B. Morse (1791–1872) in den Vereinigten Staaten einen praktischen Telegraphen und eröffnete 1834 mit Unterstützung des Kongresses eine Telegraphenlinie zwischen Washington und Baltimore.

Ampère und Oersted wurden sehr schnell berühmt und in ganz Europa als Ehrenmitglieder in wissenschaftliche Gesellschaften aufgenommen. Sie reagierten jedoch sehr unterschiedlich darauf. Ampère war geprägt

von seiner großen mathematischen Begabung und einem zurückhaltenden, eher verschlossenen Wesen – was nicht überrascht, wenn man weiß, daß sein Vater während der Französischen Revolution auf der Guillotine hingerichtet worden war. Von der Zerstreutheit Ampères wurde viel berichtet. So soll er einmal Rechnungen auf eine stehende Pferdekutsche geschrieben haben – die dann mitsamt Formeln davonfuhr. Ampère bemerkte einmal im vorgerückten Alter, er sei in seinem ganzen Leben nur zwei Jahre wirklich glücklich gewesen.

Oersted hatte dagegen ein ganz und gar anderes, heiteres Naturell. In den ersten Jahren nach seiner Entdeckung des Elektromagnetismus gründete er eine Gesellschaft zur Verbreitung der Wissenschaft und hielt in Dänemark, Norwegen und Deutschland Vorträge über seine Arbeit. Im Jahre 1825 gelang es ihm, mit dem elektrischen Strom das Element Aluminium aus einem Gemisch von Tonerde zu isolieren. Völlig glücklich schätzte er sich, als man ihm im Jahre 1847 das Große Kreuz von Daneborg, einen dänischen Orden, verlieh. Er schloß Freundschaft mit dem berühmten Dichter und Märchenschreiber Hans Christian Andersen, der Oersted als den „Großen Hans Christian" und sich selbst als den „Kleinen Hans Christian" bezeichnete. Als bedeutendster dänischer Wissenschaftler zwischen Tycho Brahe und Niels Bohr wurde Oersted ein Nationalheld. Als ich 1954 als graduierter Student am Niels Bohr Institut in Kopenhagen war, fuhr ich mit der Straßenbahn auf meinem Weg zur Arbeit täglich durch eine lange, belebte Straße mit dem Namen „H. C. Oersted-Weg".

Magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen

In Thomsons Versuch durchlief der Kathodenstrahl einen Bereich mit einem konstanten Magnetfeld senkrecht zur Strahlrichtung. Aus den Formeln für die magnetischen Kräfte, die wir in den vorigen Abschnitten beschrieben haben, können wir bislang aber nur die Kraft berechnen, die dieses Magnetfeld auf einen Draht ausüben würde, in dem ein bestimmter elektrischer Strom fließt. Gesucht ist aber die Kraft, die das Magnetfeld auf jedes einzelne Teilchen des Kathodenstrahls ausübt.

Wilhelm Weber fand einen einfachen Weg, wie man die bekannte Kraft auf einen stromdurchflossenen Draht mit der magnetischen Kraft auf ein einzelnes geladenes Teilchen verknüpfen kann. Weber war einer der ersten Physiker, die den elektrischen Strom als ein Fließen geladener Teilchen interpretierten. Nun wissen wir bereits, daß die Kraft auf einen Draht vorgegebener Länge dem Produkt aus dieser Länge und dem Magnetfeld entspricht – solange das Magnetfeld senkrecht zum Draht steht. Wir haben also nur noch die Aufgabe zu lösen, das Produkt aus Drahtlänge und Strom durch Anzahl und Geschwindigkeit der geladenen Teilchen im Draht auszudrücken.

Stellen wir uns zunächst ein Stück Draht vor, in dem ein elektrischer Strom aus geladenen Teilchen fließt. Die Entfernung, die diese Teilchen in einer bestimmten Zeit zurücklegen, ist natürlich gleich dem Produkt aus Geschwindigkeit und eben dieser Zeit, und das heißt, die Länge des Drahtes läßt sich als Produkt aus der Geschwindigkeit der Teilchen und ihrer Laufzeit von einem Drahtende zum anderen schreiben. Multiplizieren wir nun dieses Produkt mit dem elektrischen Strom, so ergibt sich:

$$\begin{matrix}\text{Länge}\\ \text{des Drahtes}\end{matrix} \times \text{Stromstärke} = \begin{matrix}\text{Geschwindigkeit}\\ \text{der geladenen Teilchen}\end{matrix} \times \text{Laufzeit} \times \text{Stromstärke.}$$

Schauen wir uns die beiden letzten Faktoren auf der rechten Seite der Gleichung an: Da der Strom einer Ladung pro Zeit entspricht, ergibt er multipliziert mit der Laufzeit, die ein Teilchen benötigt, um den Drahtabschnitt im Magnetfeld zu durchlaufen, gerade die Gesamtladung im Draht. Deshalb läßt sich die obige Formel wie folgt vereinfachen•:

$$\frac{\text{Länge}}{\text{des Drahtes}} \times \text{Stromstärke} = \frac{\text{Geschwindigkeit}}{\text{der geladenen Teilchen}} \times \frac{\text{elektrische Ladung}}{\text{im Draht}}.$$

Kombinieren wir diese Formel mit der Gleichung von Seite 36, so finden wir, daß die magnetische Kraft auf einen stromdurchflossenen Draht proportional zur Gesamtladung im Draht, der Teilchengeschwindigkeit und dem Magnetfeld ist. Wenn nun alle Teilchen die gleiche Ladung und Geschwindigkeit besitzen, müssen sie alle die gleiche Kraft spüren. Mithin läßt sich die Kraft auf ein beliebiges Teilchen, das sich senkrecht zum Magnetfeld bewegt, wie folgt berechnen:

$$\begin{matrix}\text{Kraft auf ein bewegtes Teilchen}\\ \text{(Geschwindigkeit senkrecht}\\ \text{zur Feldrichtung)}\end{matrix} = \frac{\text{Ladung}}{\text{des Teilchens}} \times \frac{\text{Geschwindigkeit}}{\text{des Teilchens}} \times \text{Magnetfeld}.$$

Dazu ein Zahlenbeispiel: Von der Sonne wird ständig ein „Wind" aus geladenen Teilchen ausgestoßen, von denen ein Teil zur Erde gelangt. Ihre elektrische Ladung beträgt ungefähr 2×10^{-19} Coulomb und ihre Geschwindigkeit beim Eintritt in die Erdatmosphäre etwa 5×10^{5} Meter pro Sekunde. Das Erdmagnetfeld von etwa 5×10^{-5} Newton/Amperemeter übt auf jedes dieser Teilchen eine Kraft von etwa

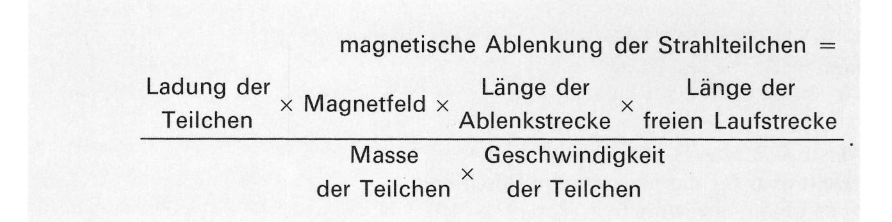
$$(2 \times 10^{-19}\,\text{C}) \times (5 \times 10^{5}\,\text{m/sek}) \times (5 \times 10^{-5}\,\text{N/A m}) = 5 \times 10^{-18}\,\text{N}$$

aus. Das ist sicher nicht viel. Bedenkt man jedoch, daß diese Teilchen eine nur winzige Masse von ungefähr 5×10^{-26} kg haben, so erhält man für die magnetische Beschleunigung einen beträchtlichen Wert: 5×10^{-18} N geteilt durch 5×10^{-26} kg $= 10^{8}$ m/sek^{2}; das ist um vieles größer, als die Fallbeschleunigung, die nur etwa 9,8 m/sek^{2} ausmacht. Auch bei den Teilchen des Sonnenwindes ist die magnetische Kraft um so geringer, je kleiner der Winkel zwischen den magnetischen Feldlinien und der Bewegungsrichtung wird. Deshalb werden diese Teilchen im Erdmagnetfeld abgelenkt, bis sie schließlich den Feldlinien folgen. Dadurch treffen die meisten von ihnen in der Nähe der magnetischen Pole auf die Erde – und erzeugen dort beim Eintritt in die Atmosphäre faszinierende Lichterscheinungen: die nördlichen und südlichen Polarlichter.

Mit Webers Arbeiten verlagerte sich der Schwerpunkt der physikalischen Fragestellung. Man war nun nicht mehr so sehr an der magnetischen Kraft eines stromdurchflossenen Leiters interessiert, sondern versuchte herauszufinden, welche Kraft ein einzelnes Teilchen spürt. Damit war Thomson der Weg geebnet, Kathodenstrahlen als einen Strom von einzelnen geladenen Teilchen zu beschreiben. Insbesondere konnte Thomson auf die letzte Formel zurückgreifen und sie

• Dieser Zusammenhang gilt übrigens nicht nur für elektrische Ströme und Ladungen. Wenn beispielsweise auf einer 100 Kilometer langen Landstraße ein „Strom" von 1000 Fahrzeugen pro Stunde mit einer Geschwindigkeit von 50 Kilometern pro Stunde „fließt", dann müssen sich – da 100 km × 1000 Autos/h = 2000 Autos × 50 km/h sind – 2000 Fahrzeuge auf der Landstraße befinden.

mit der Gleichung auf Seite 23 kombinieren und so die Kathodenstrahlablenkung in einem Magnetfeld senkrecht zur Strahlrichtung berechnen. Verrechnet man den Geschwindigkeitsfaktor im Zähler der obigen Formel mit der quadratischen Geschwindigkeit im Nenner der Gleichung von Seite 23, so erhält man folgendes Ergebnis:



$$\text{magnetische Ablenkung der Strahlteilchen} = \frac{\text{Ladung der Teilchen} \times \text{Magnetfeld} \times \text{Länge der Ablenkstrecke} \times \text{Länge der freien Laufstrecke}}{\text{Masse der Teilchen} \times \text{Geschwindigkeit der Teilchen}}.$$

Wichtig an dieser Gleichung war für Thomson, daß die magnetische Kraft proportional zur Geschwindigkeit ist und die magnetische Ablenkung folglich von einer anderen Kombination aus Ladung, Masse und Geschwindigkeit der Strahlteilchen abhängt als die elektrische Ablenkung.

Thomsons Beweise

Wir wollen nun die in den vorigen Abschnitten entwickelte Theorie auf die Meßwerte von Thomson anwenden, um den Kathodenstrahlen auf die Schliche zu kommen. Zunächst einmal brauchen wir dazu die Formeln für die Ablenkungen durch ein elektrisches beziehungsweise magnetisches Feld, das in der Ablenkungszone rechtwinklig zum Kathodenstrahl steht. Gemessen wird diese Ablenkung am Rohrende, nachdem der Strahl eine feldfreie Zone passiert hat. Wir brauchen dazu die Formeln:

$$\text{elektrische Ablenkung} = \frac{\text{Ladung der Strahlteilchen} \times \text{elektrische Feldstärke} \times \text{Länge der Ablenkstrecke} \times \text{Länge der freien Laufstrecke}}{\text{Masse der Teilchen} \times \left(\text{Geschwindigkeit der Teilchen}\right)^2}$$

und

$$\text{magnetische Ablenkung} = \frac{\text{Ladung der Strahlteilchen} \times \text{Magnetfeld} \times \text{Länge der Ablenkstrecke} \times \text{Länge der freien Laufstrecke}}{\text{Masse der Teilchen} \times \text{Geschwindigkeit der Teilchen}}.$$

Thomson kannte die genauen Werte für das elektrische und das magnetische Feld im Rohr und natürlich auch die Länge der Ablenkstrecke und der freien Laufstrecke. Gemessen wurden nur die elektrische und magnetische Ablenkung. Aber was kann man daraus über die Kathodenstrahlteilchen lernen? Weder für Thomson noch für irgend jemanden sonst gab es einen Weg, aus den

beiden Formeln unabhängige Gleichungen für Ladung und Masse der Teilchen abzuleiten, denn in beiden Gleichungen taucht lediglich das Verhältnis dieser beiden Größen auf. Das macht im Grunde auch nichts, denn auch das Verhältnis von Ladung und Masse ist physikalisch interessant. Wie man Masse und Ladung des Elektrons getrennt messen kann, werden wir in Kapitel 3 ausführlich diskutieren. Keine der obigen Formeln erlaubt für sich genommmen Rückschlüsse auf das Verhältnis von Ladung und Masse der Kathodenstrahlteilchen, solange man die Geschwindigkeit dieser Teilchen nicht kennt. Thomson umging dieses Problem, indem er sowohl die elektrische als auch die magnetische Ablenkung maß und so auf indirektem Wege die Geschwindigkeit bestimmte. Beispielsweise kann man die beiden Gleichungen einfach durcheinander dividieren. Dann kürzen sich Masse, Ladung und beide Längen auf der rechten Seite weg, aber die Geschwindigkeit fällt nicht weg. Man erhält folgende Beziehung:

$$\frac{\text{magnetische Ablenkung}}{\text{elektrische Ablenkung}} = \frac{\text{Magnetfeld}}{\text{elektrisches Feld}} \times \text{Geschwindigkeit.}$$

Thomson konnte mithin die Geschwindigkeit aus den Feldstärken und den gemessenen Ablenkungen berechnen und das Ergebnis in eine der beiden Gleichungen einsetzen, um wahlweise aus der elektrischen oder magnetischen Strahlablenkung das Verhältnis von Ladung zu Masse (oder Masse zu Ladung) der Teilchen zu bestimmen.

Hier nun die Meßwerte! Thomson bestimmte die elektrische und magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen unter verschiedenen Bedingungen: Er variierte die Feldstärken, wechselte die Kathoden, um den Einfluß unterschiedlicher Materialien zu überprüfen, und arbeitete schließlich mit verschiedenen Füllgasen im Rohr. Bei all dem veränderte sich natürlich die Geschwindigkeit des Kathodenstrahls. Wie, das zeigt die Tabelle 2.1. Die Meßwerte stammen aus einer Arbeit, die Thomson 1897 im *Philosophical Magazine* veröffentlichte[12]. Sämtliche Werte, die wir hier aufgeführt haben, maß Thomson bei einer Kathodenstrahlröhre mit einer Ablenkstrecke von 5 Zentimetern und einer freien Laufstrecke von 1,1 Metern.

Bei Thomsons Versuchen hatte der Kathodenstrahl auch bei gleichem elektrischen Feld unterschiedliche Geschwindigkeiten, sofern sich die magnetische Ablenkung änderte. Bei jedem Versuch stellte Thomson das Magnetfeld so ein, daß die magnetische Ablenkung genauso groß war wie die elektrische – daher die Übereinstimmung zwischen der vierten und sechsten Spalte. Die Zahlenwerte in den beiden rechten Spalten habe ich anhand von Thomsons Meßwerten berechnet. Einige weichen hinter dem Komma von Thomsons Werten ab – vermutlich hat Thomson seine Meßwerte in der Veröffentlichung aufgerundet, bei seinen Berechnungen aber die exakten Meßwerte zugrunde gelegt.

Tabelle 2.1. Thomsons Meßwerte für die elektrische und die magnetische Ablenkung von Kathodenstrahlen und das daraus resultierende Verhältnis von Ladung und Masse der Teilchen

Füllgas	Kathodenmaterial	elektrisches Feld (N/C)	elektrische Ablenkung (m)	Magnetfeld (N/Am)	magnetische Ablenkung (m)	berechnete Geschwindigkeit der Teilchen (m/sek)	berechnetes Verhältnis Masse zu Ladung (kg/C)
Luft	Aluminium	$1{,}5\times10^{4}$	0,08	$5{,}5\times10^{-4}$	0,08	$2{,}7\times10^{7}$	$1{,}4\times10^{-11}$
Luft	Aluminium	$1{,}5\times10^{4}$	0,095	$5{,}4\times10^{-4}$	0,095	$2{,}8\times10^{7}$	$1{,}1\times10^{-11}$
Luft	Aluminium	$1{,}5\times10^{4}$	0,13	$6{,}6\times10^{-4}$	0,13	$2{,}2\times10^{7}$	$1{,}2\times10^{-11}$
Wasserstoff	Aluminium	$1{,}5\times10^{4}$	0,09	$6{,}3\times10^{-4}$	0,09	$2{,}4\times10^{7}$	$1{,}6\times10^{-11}$
Kohlendioxid	Aluminium	$1{,}5\times10^{4}$	0,11	$6{,}9\times10^{-4}$	0,11	$2{,}2\times10^{7}$	$1{,}6\times10^{-11}$
Luft	Platin	$1{,}8\times10^{4}$	0,06	$5{,}0\times10^{-4}$	0,06	$3{,}6\times10^{7}$	$1{,}3\times10^{-11}$
Luft	Platin	$1{,}0\times10^{4}$	0,07	$3{,}6\times10^{-4}$	0,07	$2{,}8\times10^{7}$	$1{,}0\times10^{-11}$

In den beiden rechten Spalten der Tabelle 2.1 stehen die Geschwindigkeiten und die Masse/Ladungsverhältnisse, die ich aus Thomsons Meßwerten berechnet habe. Den ausführlichen Rechenweg kann man im Anhang B nachschlagen: Hier wollen wir uns darauf beschränken, die Meßergebnisse in der ersten Reihe von Tabelle 2.1 anhand unserer Formeln zu überprüfen. Das elektrische Feld hatte bei diesem Versuch eine Stärke von $1{,}5 \times 10^4$ Newton pro Coulomb, und das Magnetfeld betrug $5{,}5 \times 10^{-4}$ Newton pro Amperemeter. Für die Geschwindigkeit des Kathodenstrahls erhielt ich $2{,}7 \times 10^7$ Meter pro Sekunde und für das Masse/Ladungsverhältnis $1{,}4 \times 10^{-11}$ Kilogramm pro Coulomb – das entspricht einem Ladung/Masseverhältnis von 7×10^{10} Coulomb pro Kilogramm. Setzen wir all diese Werte in die beiden Formeln ein, die wir zu Beginn dieses Abschnittes aufgeschrieben hatten, so folgt:

$$\text{elektrische Ablenkung} = \frac{(7\times10^{10}\,\text{C/kg})\times(1{,}5\times10^{4}\,\text{N/m})\times0{,}05\,\text{m}\times1{,}1\,\text{m}}{(2{,}7\times10^{7}\,\text{m/sek})^{2}} = 0{,}08\,\text{m},$$

$$\text{magnetische Ablenkung} = \frac{(7\times10^{10}\,\text{C/kg})\times(5{,}5\times10^{-4}\,\text{N/Am})\times0{,}05\,\text{m}\times1{,}1\,\text{m}}{2{,}7\times10^{7}\,\text{m/sek}} = 0{,}08\,\text{m}.$$

Das sind gerade die gemessenen Ablenkungen, das heißt, die Geschwindigkeit und das Masse/Ladungsverhältnis waren richtig berechnet. Die Übereinstimmung der Meßwerte für die beiden Ablenkungen ist nicht zufällig

– sie taucht auch bei den anderen Versuchsdurchgängen auf. Das hat den einfachen Grund, daß Thomson das Magnetfeld stets so einstellte, daß die magnetische Ablenkung exakt der elektrischen entsprach.

Die Werte in der letzten Spalte der Tabelle 2.1 stimmen erwartungsgemäß weitgehend überein. Obwohl Thomson das Gas im Kathodenstrahlrohr und das Kathodenmaterial immer wieder austauschte und daher die Geschwindigkeit der Teilchen um fast einen Faktor 2 variierte, blieb das Masse/Ladungsverhältnis der vermuteten Kathodenstrahlteilchen nahezu konstant. Dies war (zumindest für Thomson) ein klarer Beweis dafür, daß Kathodenstrahlen aus einer einzigen Art von Teilchen bestehen mußten, die – unabhängig vom Kathodenmaterial – eine einheitliche Masse und Ladung besitzen.

Aus Thomsons Meßwerten ergibt sich für das Masse/Ladungsverhältnis der Kathodenstrahlteilchen ein Mittelwert von $1{,}3 \times 10^{-11}$ Kilogramm pro Coulomb. Thomson gab in seiner Veröffentlichung leider keine Meßfehler an – ein Mangel, der heutzutage jede gute physikalische Fachzeitschrift veranlassen würde, diese Arbeit zunächst einmal abzulehnen. Seinen Zahlenwerten für das Masse/Ladungsverhältnis läßt sich jedoch entnehmen, daß die statistische Streuung um den Mittelwert bei etwa $0{,}2 \times 10^{-11}$ kg/C liegt.

Thomsons Werte für das Masse/Ladungsverhältnis weichen erheblich vom heutigen Wert $0{,}56857 \times 10^{-11}$ kg/C ab; vermutlich steckt irgendwo ein merklicher systematischer Fehler in Thomsons Messungen, der sich durch all seine Versuchsreihen zieht. Aber wer kann dazu nach achtzig Jahren noch etwas sagen? Wir wissen, daß Thomson mit Versuchsapparaturen nicht immer gut zurechtkam. Andererseits hat er sich selbst nicht nur auf diese ungenauen Messungen verlassen. Er bestimmte das Masse/Ladungsverhältnis der Kathodenstrahlteilchen später auch kalorimetrisch, indem er die am Rohrende abgegebene Wärmeenergie maß. Darauf werden wir zurückkommen, sobald wir den Energiebegriff diskutiert haben.

Rückblick: Energie

Ein Körper, der in Bewegung ist, kann anderen Gegenständen einen Anstoß zur Veränderung geben. Beispiele dafür gibt es genug: Regentropfen, die auf die Erde fallen, Geschosse, die ein Ziel treffen, und Elektronen, die auf die Glaswand einer Kathodenstrahlröhre prallen. Aus Erfahrung wissen wir, daß die Wirkung bei all diesen Vorgängen umso heftiger ist, je massereicher und schneller der eintreffende Körper ist. Masse und Geschwindigkeit lassen sich auf einfache Weise zu einer Bewegungsgröße verknüpfen, die man kinetische Energie (oder Bewegungsenergie) nennt:

$$\text{kinetische Energie} = \frac{1}{2} \times \text{Masse} \times (\text{Geschwindigkeit})^2 .$$

Sie ist ein sehr nützliches Maß, um das „Veränderungspotential" zu beschreiben, das ein Körper aufgrund seiner Bewegung hat. Energie kommt in der Natur in vielerlei Formen vor, von denen die kinetische Energie jedoch besonders leicht zu beschreiben ist. Wir wollen daran die wichtigsten Eigenschaften von Energie überhaupt erläutern. Die Maßeinheit der Energie ist im Meter-Kilogramm-Sekunden-System das Joule (J). Beispielsweise erreicht ein Fahrzeug mit 2×10^3 Kilogramm Masse bei einer Geschwindigkeit von 30 Meter pro Sekunde eine Energie von

$$\frac{1}{2} \times (2 \times 10^3\,\text{kg}) \times (30\,\text{m/sek})^2 = 9 \times 10^5\,\text{J}.$$

Diese spezielle Kombination von Masse und Geschwindigkeit hängt physikalisch unmittelbar mit dem Begriff der Arbeit zusammen. Arbeit ist hier ein Maß für den Kraftaufwand, mit dem man einen Körper anstoßen oder auch anheben muß, um ihn eine gewisse Strecke aus seiner ursprünglichen Position zu entfernen; die Arbeit entspricht deshalb einfach dem Produkt aus Kraft und Wegän-

derung des Körpers. Wir wissen sehr gut, welche Arbeit wir beim Anheben eines schweren Gegenstandes leisten – physikalisch ist sie proportional zur Kraft, die wir der Schwerkraft (sprich dem Gewicht des Gegenstandes) entgegensetzen müssen, und natürlich wächst die Arbeit auch mit der Höhe, um die wir den Gegenstand anheben wollen. Wenn eine Kraft auf einen Körper einwirkt, der keine anderen Kräfte wie etwa die Schwerkraft entgegenstehen, wird der Körper beschleunigt. In diesem Fall wird die kinetische Energie des Körpers gerade um den Betrag der Arbeit zunehmen – ein Zusammenhang, der mit einer einfachen Rechnung im Anhang D bewiesen wird. Wenn wir einen Körper mit einem Kraftaufwand von 1 Newton 1 Meter weit schleudern, so nimmt seine kinetische Energie gerade um 1 Joule zu. Das läßt sich auch umkehren: Stößt ein Körper gegen ein Hindernis, dann entspricht die Arbeit gerade dem Verlust an kinetischer Energie. Der Faktor 1/2, der in unserer Definition der kinetischen Energie auftritt, ist gerade so gewählt, daß die Zu- oder Abnahme der kinetischen Energie unmittelbar mit der Arbeit übereinstimmt, die an oder von einem bewegten Körper verrichtet wird.

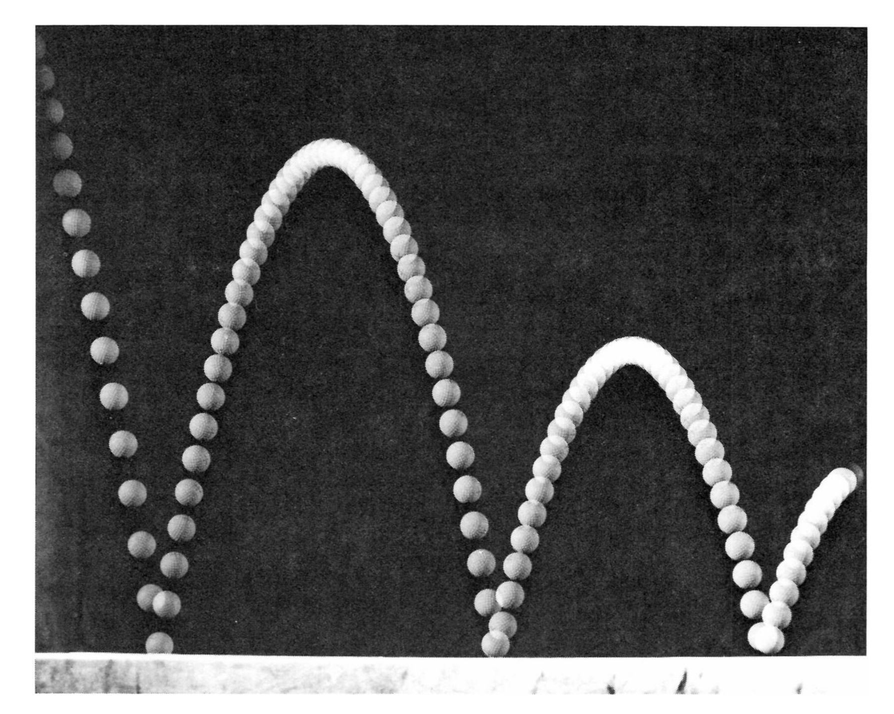
Die Beziehung zwischen kinetischer Energie und Arbeit führt auf direktem Wege zu einer zweiten grundlegenden Eigenschaft der kinetischen Energie: Sie bleibt bei vielen Bewegungen und bestimmten Stößen konstant. Trifft beispielsweise beim Lochbillardspiel die bereits rollende Spielkugel auf eine Stoßkugel, dann ist die Summe der kinetischen Energien beider Kugeln unmittelbar vor und nach dem Stoß gleich: Was die Spielkugel an kinetischer Energie verliert, kommt der Stoßkugel zugute. Allerdings müssen wir hier voraussetzen, daß sich die Kugeln beim Stoß nicht merklich erwärmen oder gar verformen. Man kann sich die Energieerhaltung bei diesem Stoß anhand von Newtons Drittem Bewegungsgesetz *(actio = reactio)* klarmachen: Der Kraft, die die Spielkugel auf die Stoßkugel ausübt, steht eine gleich große Kraft in entgegengesetzter Richtung gegenüber: die Kraft der Stoßkugel auf die Spielkugel. Solange sich die beiden Kugeln berühren, bewegen sie sich natürlich auch gleich weit – wenn auch nur ein winziges Stück. Folglich ist die Arbeit, die die Spielkugel leistet, gleich der Arbeit, die an der Stoßkugel geleistet wird. Mit anderen Worten: Die Zunahme an kinetischer Energie auf seiten der Stoßkugel wird durch eine ebensogroße Abnahme der kinetischen Energie bei der Spielkugel ausgeglichen, so daß die kinetische Energie insgesamt erhalten bleibt.

Bei Körpern, die sich über Entfernungen hinweg gegenseitig beeinflussen, bleibt die kinetische Energie nicht erhalten. Das gilt etwa für eine Kugel, die aufgrund der Erdanziehung zu Boden fällt. Im freien Fall gewinnt die Kugel offensichtlich kinetische Energie. Wir stoßen hier beim physikalischen Energiebegriff auf ein Problem, wie es einem in der Physik immer wieder begegnet. Zunächst haben wir Energie so definiert, daß sie in einem gewissen Rahmen (eben beim Stoß von Billardkugeln) erhalten bleibt, und dann stellt sich in einem anderen Zusammenhang heraus, daß sie nicht mehr konstant ist. In solchen Fällen hat es sich in der Physik immer wieder bewährt, den problematischen Begriff nicht völlig über den Haufen zu werfen, sondern sinnvoll zu erweitern. Bei der Energie hat man neue Energieformen definiert, und zwar so, daß die Energie insgesamt wiederum erhalten bleibt.

Bei fallenden Körpern kommt als weitere Energieform die potentielle Energie oder Lageenergie ins Spiel. Sie ist so festgelegt, daß die Summe aus kinetischer und potentieller Energie konstant bleibt. Für einen Körper im Gravitationsfeld der Erde ist die potentielle Energie beispielsweise definiert als Produkt aus seinem Gewicht und der Höhe, in der er sich über dem Erdboden befindet. (Das Gewicht ist dabei nur bei geringen Fallhöhen konstant, weil das Gravitationsfeld und somit Schwerkraft und Gewicht mit der Höhe abnehmen.) Bei einem fallenden Körper ist die Abnahme seiner potentiellen Energie also gleich der Schwerkraft mal der Fallstrecke – und zwar unabhängig davon, ob er den Boden erreicht oder nicht. Dieses Produkt entspricht ja gerade der Arbeit, die die Schwerkraft an dem Körper verrichtet. Folglich muß sie genauso groß sein wie der Zuwachs an kinetischer Energie. Da sich die Abnahme der potentiellen Energie und der Zuwachs an kinetischer Energie ausgleichen, bleibt die Gesamtenergie des fallenden Körpers erhalten. Wie wir noch sehen werden, kann man auf ähnliche Weise auch eine potentielle Energie für andere Felder definieren, insbesondere auch für das elektrische Feld.

Auch wenn die Kraft in einem Feld von Ort zu Ort variiert, können wir die potentielle Energie eines Körpers für einen vorgegebenen Punkt als Arbeit festlegen: die Arbeit nämlich, die das Feld aufbringen müßte, um den Körper aus seiner Position zu einem Bezugspunkt zu verschieben – ein solcher Bezugspunkt kann beispielsweise die Erdoberfläche sein. Wenn der Körper von einem Ort des Feldes zu einem anderen überwechselt, so kann er dabei gerade so viel kinetische Energie gewinnen, wie er an potentieller Energie verliert – die Summe von kinetischer und potentieller Energie, das heißt, die mechanische Gesamtenergie, bleibt erhalten.

Für die Definition des Potentials in einem elektrischen Feld ist ausschlaggebend, daß die Kraft auf einen geladenen Körper immer proportional zu seiner elektrischen Ladung ist. Daher ist es zweckmäßig, das elektrische Potential zu definieren als: potentielle Energie eines geladenen Teilchens geteilt durch die Teilchenladung. Im Meter-Kilogramm-Sekunden-System haben wir für die potentielle Energie das Joule als Einheit festgelegt, so daß wir für das elektrische Potential die Einheit Joule pro Coulomb erhalten; diese Einheit bezeichnet man gewöhnlich mit Volt. Mit anderen Worten: Ein elektrisches Feld leistet an einem Körper mit einer elektrischen



Die Bewegungen eines mehrfach vom Boden zurückspringenden Golfballs sind in dieser stroboskopischen Aufnahme deutlich zu erkennen. Der Zeitabstand zwischen den einzelnen Belichtungen – und auch zwischen den Positionen des Golfballs – ist konstant. Man erkennt deutlich einen Zusammenhang zwischen der Fallhöhe und der erreichten Endgeschwindigkeit: Mit zunehmender Höhe verlangsamt sich der Ball – er verliert kinetische Energie und gewinnt potentielle. Umgekehrt beschleunigt er sich, sobald er wieder zu Boden fällt; Jetzt wird potentielle Energie in kinetische umgewandelt.

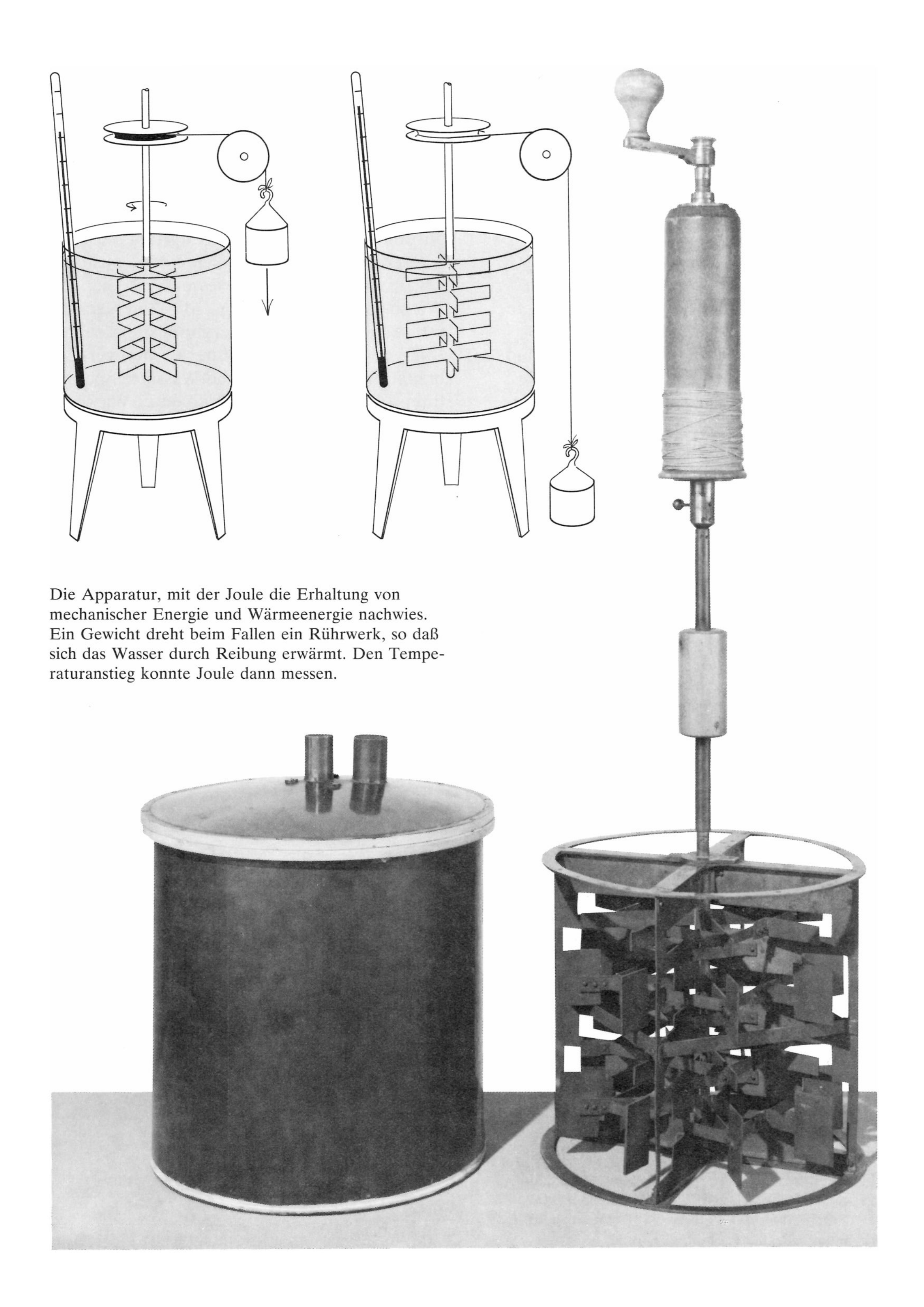
Ladung von 1 Coulomb eine Arbeit von 1 Joule, wenn dieser Körper durch eine elektrische Potentialdifferenz von 1 Volt be-

schleunigt wird. Das elektrische Potential bietet einen entscheidenden Vorteil: Die Umgebung, in der sich eine elektrische Ladung bewegt, läßt sich damit unabhängig vom Betrag dieser Ladung beschreiben. Beispielsweise kann man eine elektrische Batterie einfach als eine Spannungsquelle betrachten, die zwischen der positiven und negativen Polklemme eine bestimmte elektrische Potentialdifferenz erzeugt, die dann natürlich auch zwischen den Anschlußdrähten besteht. Wenn etwa eine 1,5-Volt-Batterie im Glühfaden einer Taschenlampe einen Strom von 0,1 Ampere erzeugt, dann fließt pro Sekunde eine Ladung von 0,1 Coulomb von einem Pol zum anderen; angenommen, die Batterie bringt für jedes Coulomb eine Arbeit von 1,5 Joule auf, dann beträgt die Arbeit pro Sekunde 0,15 Joule. Nun ist Arbeit pro Zeit gerade die Definition der Leistung, und die Einheit der elektrischen Leistung ist das Watt. Da 1 Watt gerade 1 Joule pro Sekunde entspricht, arbeitet unsere Batterie also mit einer Leistung von 0,15 Watt.

Das umfassende Energiekonzept der modernen Physik geht auf eine lange historische Entwicklung zurück. Die kinetische Energie führte bereits der holländische Physiker Christian Huygens (1629–1695) ein – freilich unter einem anderen Namen. In einem Buch, das erst nach seinem Tode erschien (1706), nennt er sie *vis viva.* Dieser Begriff prägte im 18. Jahrhundert die gesamte Entwicklung der Mechanik. Im 19. Jahrhundert wurde der Energiebegriff dann zu einem Grundpfeiler der Mechanik, als man kinetische und potentielle Energie als zwei mögliche Formen einer nun allgemeiner verstandenen Energie betrachtete, die in der Natur in vielfältigen Formen auftreten kann.

Diese neue und umfassendere Vorstellung von Energie wird – zumindest in den ersten Ansätzen – dem Amerikaner Benjamin Thompson (1753–1814) zugeschrieben, der 1792 geadelt wurde und den Titel Count Rumford des Heiligen Römischen Reiches erhielt. Beschrieben wird er als eine der wohl bemerkenswertesten Persönlichkeiten der Wissenschaftsgeschichte: als Royalist, Verräter, Spion, Kryptograph, Opportunist, Frauenheld, Philanthrop, Egoist, Glückspilz, militärischer und technischer Berater, Erfinder, Plagiator, Wärmefachmann und Begründer des weltgrößten Schauplatzes zur Popularisierung der Wissenschaft, der Royal Institution[16]. Thompson wurde in Woborn im US-Bundesstaat Massachusetts geboren, floh aber 1776 nach Ausbruch des Freiheitskrieges nach England und von dort schließlich nach Deutschland, wo er als Offizier in der bayerischen Armee diente. Er beschäftigte sich damals mit der physikalischen Seite der Artillerie und insbesondere mit der Frage, was Wärme sei, denn die vorhandenen Erklärungen überzeugten ihn nicht. Damals betrachtete man Wärme als ein gewichtsloses Fluidum, als „Wärmestoff". Thompson hatte jedoch beobachtet, daß man durch mechanische Arbeit, etwa beim Ausbohren eines Kanonenrohres, unbegrenzt Wärme erzeugen kann und verwarf daher die Vorstellung von einem Wärmestoff. Er zog den Schluß, daß Wärme eine Form der Bewegung sein müsse, drückte diesen Gedanken jedoch noch sehr diffus aus. Davon, daß mechanische Arbeit und Wärme gleichwertig sind, ist bei Thompson noch nicht die Rede.

Diesen nächsten Schritt machten dann in den vierziger Jahren des vorigen Jahrhunderts Julius Mayer (1814–1878) und James Prescott Joule (1818–1889). Unabhängig voneinander kamen sie zu dem Schluß, daß sich mechanische Energie in Wärme umwandeln kann und umgekehrt. Das heißt, ein bestimmter Betrag an Arbeit liefert immer ein und dasselbe Wärmeäquivalent – oder in moderner Ausdrucksweise: Man benötigt eine mechanische Energie von 4,184 Joule, um eine Wärme von 1 Kalorie zu erzeugen.



Die Apparatur, mit der Joule die Erhaltung von mechanischer Energie und Wärmeenergie nachwies. Ein Gewicht dreht beim Fallen ein Rührwerk, so daß sich das Wasser durch Reibung erwärmt. Den Temperaturanstieg konnte Joule dann messen.

(Die Kalorie ist dabei als diejenige Wärmemenge festgelegt, die ein Gramm Wasser mit einer Temperatur von 3,5 Grad Celsius um 1 Grad erwärmt. Bei einer anderen Temperatur braucht man für eine Erwärmung um 1 Grad Celsius eine – allerdings nur geringfügig – veränderte Wärmemenge•. Betrachten wir als Beispiel eine Kugel mit einer Masse von 1 Kilogramm, also einem Gewicht von 9,8 Newton, die aus 1 Meter Höhe in einen Wassereimer fällt. Ihre kinetische Energie hat beim Aufschlag einen Wert von 9,8 Newtonmeter oder 9,8 Joule erreicht, und diese geht natürlich an das aufspritzende Wasser. Wenn die anfangs heftigen Bewegungen abgeflaut und schließlich auch die kleinsten Wasserwellen verschwunden sind, hat sich die gesamte kinetische Energie des Körpers in Wärme umgewandelt, und zwar in eine Wärmemenge von

$$\frac{9{,}8\ \mathrm{J}}{4{,}184\ \mathrm{J/cal}} = 2{,}3\ \mathrm{cal}\,.$$

Falls der Eimer 10 kg (10^4 g) Wasser enthält (das sind ziemlich genau 10 l), wird die Temperatur um $2{,}3 \times 10^{-4}$ Grad Celsius steigen. Angesichts dieses winzigen Betrages ist leicht zu verstehen, daß es lange gedauert hat, bis man die Umwandlung von mechanischer Energie in Wärme nachweisen konnte. Diese Umwandlung von mechanischer Energie in Wärme führte zu einem erweiterten Energiebegriff, der Wärme als Wärmeenergie einschließt. Einer Kalorie entspricht eine Wärmeenergie von 4,184 Joule, egal ob wir nun mechanische Energie in Wärme umwandeln – beim Ausbohren eines Kanonenrohres – oder ob Wärmeenergie in mechanische Energie umgesetzt wird – wie bei einer Dampfmaschine; immer bleibt die Gesamtenergie erhalten. Das Schöne dabei ist, daß die Energieerhaltung vielfach auch dann präzise Vorhersagen ermöglicht, wenn wir einen Vorgang gar nicht in allen Einzelheiten beschreiben können. So löst ein Körper, der in einen Eimer mit Wasser fällt, ziemlich komplizierte Vorgänge aus. Niemand wäre in der Lage, sämtliche Spritzer und Wellen ausführlich zu berechnen! Aufgrund der Energieerhaltung können wir trotzdem sehr genau vorhersagen, um wieviel Grad die Wassertemperatur ansteigt. Mit dem Nachweis eines solchen Temperaturanstiegs soll Joule einen Teil seiner Flitterwochen verbracht haben: indem er die Wassertemperaturen oberhalb und unterhalb eines Wasserfalls verglich.

• Die Kilokalorie wird häufig als Maß für den Nährwert bestimmter Lebensmittel angegeben – und dann verkürzt oft einfach als Kalorie bezeichnet, obwohl sie eigentlich tausendmal größer ist. Eindeutiger ist da die neue offizielle Einheit, das Joule.

Die Energiebilanz für Thomsons Kathodenstrahl-Versuche

Nachdem wir jetzt genug über Energie, Arbeit und Wärme wissen, wollen wir wieder den Argumentationsfaden der Thomsonschen Experimente aufgreifen. Wir haben noch nicht geklärt, woher Thomson seinen Wert für die elektrische Feldstärke zwischen den aufgeladenen Aluminiumplatten in seiner Kathodenstrahlröhre nahm. Bei seinen ersten fünf Versuchsreihen waren die Platten für das elektrische Feld an eine 225-Volt-Batterie angeschlossen. Um elektrische Ladung von einer Platte zur anderen zu transportieren, war pro Coulomb eine Arbeit von 225 Joule erforderlich. Da Arbeit gleich Kraft mal Weg ist und der Plattenabstand 0,015 Meter betrug, mußten die 225 Joule gerade dem Produkt aus der elektrischen Kraft (für 1 Coulomb) und den 0,015 Metern entsprechen. Für diese Kraft erhält man also einen Wert von

$$\frac{225\,\mathrm{J/C}}{0{,}015\,\mathrm{m}} = 1{,}5 \times 10^4\,\mathrm{J/C\,m} = 1{,}5 \times 10^4\,\mathrm{N/C}\,,$$

denn das Joule hatten wir ja als 1 Newtonmeter definiert. Wir sehen jetzt, wie der Wert $1{,}5 \times 10^4$ N/C für das elektrische Feld in den ersten fünf Reihen in der Tabelle 2.1 zustandekommt: Es ist einfach die elektrische Kraft pro Coulomb Ladung. (Die anderen beiden elektrischen Feldstärken von $1{,}8 \times 10^4$ N/C und $1{,}0 \times 10^4$ N/C ergeben sich entsprechend für Batterien mit 270 Volt und 150 Volt.)

Die kurze Rechnung weist auf eine andere Möglichkeit hin, die Ladung der Kathodenstrahlteilchen zu bestimmen. Verbindet man Kathode und Anode mit den Polklemmen einer Batterie oder eines Generators, dessen Spannung bekannt ist, dann gewinnen die geladenen Teilchen zwischen Kathode und Anode gerade so viel kinetische Energie, wie es der angelegten Spannung entspricht•. Da die kinetische Energie gleich der halben Teilchenmasse mal dem Quadrat ihrer Geschwindigkeit ist, erhalten wir für die Kraft pro Coulomb, und das heißt die

$$\begin{matrix}\text{Spannung zwischen}\\ \text{Kathode und Anode}\end{matrix} = \frac{\frac{1}{2} \times \begin{matrix}\text{Masse}\\ \text{der Teilchen}\end{matrix} \times \begin{pmatrix}\text{Geschwindigkeit}\\ \text{der Teilchen}\end{pmatrix}^2}{\text{Ladung der Teilchen}}\,.$$

Man beachte, daß auf der rechten Seite dieser Gleichung die gleichen Faktoren auftauchen wie in der Formel für die elektrische Ablenkung auf Seite 40, mit dem Unterschied, daß Zähler und Nenner gerade vertauscht sind. Wir könnten also im Prinzip einfach die Spannung zwischen Kathode und Anode messen und so die in der Praxis erheblich schwierigere Messung der elektrischen Strahlablenkung umgehen.

• Für solche Experimente gibt es eine maßgeschneiderte Energieeinheit: das Elektronenvolt. Es entspricht derjenigen Energie, die ein Elektron oder ein anderes Teilchen gleicher Ladung gewinnt (oder verliert), wenn es durch eine elektrische Spannung von 1 Volt beschleunigt (oder verzögert) wird. Würde man also Anode und Kathode von Thomsons Kathodenstrahlröhre mit der positiven und negativen Polklemme einer 300-Volt-Batterie verbinden, so gewänne jedes Elektron auf der Beschleunigungsstrecke zwischen Kathode und Anode eine kinetische Energie von 300 Elektronenvolt. Leider konnte man das Elektronenvolt zu Thomsons Zeit noch nicht mit den üblichen Energieeinheiten wie Joule oder erg verknüpfen, denn die elektrische Ladung des Elektrons war ja noch unbekannt. Nun ist das Volt so definiert, daß die Arbeit in Joule gleich der Spannung mal der Ladung in Coulomb ist, das heißt 1 Elektronenvolt in Joule muß gerade dem Betrag der Elektronenladung in Coulomb entsprechen. Später hat Robert A. Millikan (1868–1953) die Elektronenladung in einem berühmten Öltröpf- ▸

Diesen einfacheren Weg ging Walter Kaufmann (1871–1947) bei seinen Experimenten am physikalischen Institut von Berlin, mit denen er zwischen 1896 und 1898 das Masse/Ladungsverhältnis der Kathodenstrahlen bestimmte. Sein Ergebnis – $0{,}54 \times 10^{-11}$ Kilogramm pro Coulomb – stimmt sehr gut mit dem heutigen Wert von $0{,}5687 \times 10^{-11}$ kg/C überein. Wie wir noch sehen werden, ging Kaufmann aber nicht so weit, aus seinem Wert irgendwelche Schlüsse über die Natur der Kathodenstrahlteilchen zu ziehen.

Auch Thomson erhielt mit seiner zweiten Meßmethode im Jahre 1897 einen sehr zuverlässigen Wert für das Masse/Ladungsverhältnis. Er ließ den Kathodenstrahl auf einen kleinen Metallkollektor treffen, so daß die elektrische Ladung der Teilchen und auch ihre kinetische Energie dort gesammelt wurde – wobei sich die Energie in Wärme umwandelte. Der Quotient aus dieser Wärmeenergie und der an den Kollektor abgegebenen Ladung mußte gerade dem Verhältnis von kinetischer Energie zur Ladung jedes einzelnen Strahlteilchens entsprechen – sofern nur eine einzige Teilchensorte darin enthalten war. Das heißt:

$$\frac{\text{abgegebene Wärme}}{\text{abgegebene Ladung}} = \frac{\frac{1}{2} \times \begin{matrix}\text{Masse}\\ \text{der Teilchen}\end{matrix} \times \begin{pmatrix}\text{Geschwindigkeit}\\ \text{der Teilchen}\end{pmatrix}^2}{\text{Ladung der Teilchen}}.$$

Auf der rechten Seite stehen wiederum die gleichen Größen wie in der Formel für die elektrische Ablenkung auf Seite 40 – wobei es für die Messung unerheblich ist, daß Zähler und Nenner vertauscht sind. Wichtig ist, daß sich diese Kombination aus Masse, Geschwindigkeit und Ladung der Teilchen viel besser ermitteln läßt, indem man das Verhältnis von Wärme zu Ladung bestimmt, als wenn man die Ablenkung im elektrischen Feld oder die Spannung zwischen Kathode und Anode mißt (und dann den Kehrwert erhält). Dieses Beispiel verdeutlicht überdies

---

▸ chenversuch bestimmt, den wir noch genauer betrachten werden. Der Betrag der Elektronenladung – man bezeichnet ihn als Elementarladung – hat den Wert $1{,}6 \times 10^{-19}$ Coulomb. Daher entsprechen dem Elektronenvolt $1{,}6 \times 10^{-19}$ Joule (genaugenommen sind es $1{,}602 \times 10^{-19}$ J). Für die Energien der Elementarteilchen könnten wir jede beliebige Einheit wählen. Es hat sich jedoch eingebürgert, dafür das Elektronenvolt (kurz eV) zu nehmen. Zum Beispiel reicht eine Energie von 13,6 Elektronenvolt gerade aus, um dem Wasserstoffatom das Elektron zu entreißen. Wollen wir aus einem mittelschweren Atomkern jedoch ein Proton oder ein Neutron abspalten, muß ein nahezu Millionenfaches an Energie zur Verfügung stehen: etwa 8 Millionen Elektronenvolt oder abgekürzt 8 MeV. In den Kathodenstrahlröhren der neunziger Jahre des vorigen Jahrhunderts erreichte der Elektronenstrahl eine kinetische Energie von einigen 100 eV. Die ersten Beschleuniger, die in den dreißiger Jahren von Cockcroft und Walton am Cavendish-Laboratorium und von E. O. Lawrence in Berkeley entwickelt wurden, beschleunigten bereits auf Energien zwischen 10^5 und 10^6 eV, also 0,1 bis 1 MeV. Energien von über 10^8 eV erreichte man in den späten vierziger und 10^9 eV (GeV) in den fünfziger Jahren. Heutzutage gibt es auf der Welt zwei Beschleuniger, die Protonenenergien von über 10^{11} eV liefern. Kein von Menschenhand hergestellter Beschleuniger kommt jedoch an die Energien der kosmischen Höhenstrahlung heran; diese Strahlung besteht aus Protonen und anderen Teilchen, die aus dem interstellaren oder vielleicht sogar intergalaktischen Raum mit einer Energie von etwa 10^{21} eV in die Erdatmosphäre eindringen. Leider treffen die hochenergetischen Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung nicht mit der hohen Dichte ein, die sich die Experimentalphysiker wünschen, und außerdem werden sie auf komplizierte Weise von der Erdatmosphäre beeinflußt. Sie können die großen Beschleuniger nicht ersetzen.

noch einmal mehr die Tragweite des physikalischen Prinzips der Energieerhaltung: Ohne die physikalischen Prozesse im einzelnen zu kennen, die sich zwischen Kathodenstrahl und Metallkollektor abspielen, konnte Thomson sicher sein, daß der Kollektor so viel Wärmeenergie aufnimmt, wie die Kathodenstrahlteilchen an kinetischer Energie verlieren, wenn sie vom Kollektor abgebremst werden.

In Tabelle 2.2 sind Thomsons Meßergebnisse für drei verschiedene Kathodenstrahlröhren zusammengestellt. Die Werte für das Ver-

Tabelle 2.2. Thomsons Meßwerte für das Verhältnis Wärme zu Ladung sowie magnetische Ablenkung und die daraus abgeleiteten Größen

Gas im Kathodenstrahlrohr	gemessene Wärme/Ladung (J/C)	aus der magnetischen Ablenkung: Masse × Geschwindigkeit / elektrische Ladung (kg m/sek C)	Geschwindigkeit (m/sek)	Verhältnis Masse/Ladung (kg/C)
Rohr 1:				
Luft	$4{,}6 \times 10^{3}$	$2{,}3 \times 10^{-4}$	$4{,}0 \times 10^{7}$	$0{,}57 \times 10^{-11}$
Luft	$1{,}8 \times 10^{4}$	$3{,}5 \times 10^{-4}$	10^{8}	$0{,}34 \times 10^{-11}$
Luft	$6{,}1 \times 10^{3}$	$2{,}3 + 10^{-4}$	$5{,}4 \times 10^{7}$	$0{,}43 \times 10^{-11}$
Luft	$2{,}5 \times 10^{4}$	$4{,}0 \times 10^{-4}$	$1{,}2 \times 10^{8}$	$0{,}32 \times 10^{-11}$
Luft	$5{,}5 \times 10^{3}$	$2{,}3 \times 10^{-4}$	$4{,}8 \times 10^{7}$	$0{,}48 \times 10^{-11}$
Luft	10^{4}	$2{,}85 \times 10^{-4}$	$7{,}0 \times 10^{7}$	$0{,}4 \times 10^{-11}$
Luft	10^{4}	$2{,}85 \times 10^{-4}$	$7{,}0 \times 10^{7}$	$0{,}4 \times 10^{-11}$
Wasserstoff	$6{,}0 \times 10^{4}$	$2{,}05 \times 10^{-4}$	$6{,}0 \times 10^{7}$	$0{,}35 \times 10^{-11}$
Wasserstoff	$2{,}1 \times 10^{4}$	$4{,}6 \times 10^{-4}$	$9{,}2 \times 10^{7}$	$0{,}5 \times 10^{-11}$
Kohlendioxid	$8{,}4 \times 10^{3}$	$2{,}6 \times 10^{-4}$	$7{,}5 \times 10^{7}$	$0{,}4 \times 10^{-11}$
Kohlendioxid	$1{,}47 \times 10^{4}$	$3{,}4 \times 10^{-4}$	$8{,}5 \times 10^{7}$	$0{,}4 \times 10^{-11}$
Kohlendioxid	$3{,}0 \times 10^{4}$	$4{,}8 \times 10^{-4}$	$1{,}3 \times 10^{8}$	$0{,}39 \times 10^{-11}$
Rohr 2:				
Luft	$2{,}8 \times 10^{3}$	$1{,}75 \times 10^{-4}$	$3{,}3 \times 10^{7}$	$0{,}53 \times 10^{-11}$
Luft	$4{,}4 \times 10^{3}$	$1{,}95 \times 10^{-4}$	$4{,}1 \times 10^{7}$	$0{,}47 \times 10^{-11}$
Luft	$3{,}5 \times 10^{3}$	$1{,}81 \times 10^{-4}$	$3{,}8 \times 10^{7}$	$0{,}47 \times 10^{-11}$
Wasserstoff	$2{,}8 \times 10^{3}$	$1{,}75 \times 10^{-4}$	$3{,}3 \times 10^{7}$	$0{,}53 \times 10^{-11}$
Luft	$2{,}5 \times 10^{3}$	$1{,}60 \times 10^{-4}$	$3{,}1 \times 10^{7}$	$0{,}51 \times 10^{-11}$
Kohlendioxid	$2{,}0 \times 10^{3}$	$1{,}48 \times 10^{-4}$	$2{,}5 \times 10^{7}$	$0{,}54 \times 10^{-11}$
Luft	$1{,}8 \times 10^{3}$	$1{,}51 \times 10^{-4}$	$2{,}3 \times 10^{7}$	$0{,}63 \times 10^{-11}$
Wasserstoff	$2{,}8 \times 10^{3}$	$1{,}75 \times 10^{-4}$	$3{,}3 \times 10^{7}$	$0{,}53 \times 10^{-11}$
Wasserstoff	$4{,}4 \times 10^{3}$	$2{,}01 \times 10^{-4}$	$4{,}4 \times 10^{7}$	$0{,}46 \times 10^{-11}$
Luft	$2{,}5 \times 10^{3}$	$1{,}76 \times 10^{-4}$	$2{,}8 \times 10^{7}$	$0{,}61 \times 10^{-11}$
Luft	$4{,}2 \times 10^{3}$	$2{,}0 \times 10^{-4}$	$4{,}1 \times 10^{7}$	$0{,}48 \times 10^{-11}$
Rohr 3:				
Luft	$2{,}5 \times 10^{3}$	$2{,}2 \times 10^{-4}$	$2{,}4 \times 10^{7}$	$0{,}9 \times 10^{-11}$
Luft	$3{,}5 \times 10^{3}$	$2{,}25 \times 10^{-4}$	$3{,}2 \times 10^{7}$	$0{,}7 \times 10^{-11}$
Wasserstoff	$3{,}0 \times 10^{3}$	$2{,}5 \times 10^{-4}$	$2{,}5 \times 10^{7}$	$1{,}0 \times 10^{-11}$

hältnis von gemessener Wärmeenergie und Ladung, die sich beim Kollektor im Beobachtungszeitraum ansammelten, stehen in der zweiten Spalte; bei allen Versuchen war die Kathodenstrahlröhre etwa 1 Sekunde angeschaltet. In der nächsten Spalte folgen die Werte für das Produkt aus Masse mal der Geschwindigkeit dividiert durch die Ladung der Kathodenstrahlteilchen; diese Werte wurden aus der magnetischen Strahlablenkung berechnet – anhand der bereits zitierten Formeln auf Seite 40. In den letzten beiden Spalten sind die Geschwindigkeiten beziehungsweise die Masse/Ladungsverhältnisse aufgelistet, die sich aus den vorhergehenden Meßgrößen ergeben – den Rechenweg dazu zeigt Anhang E. Wir wollen aber wenigstens ein Zahlenbeispiel überprüfen; für die Geschwindigkeit und das Masse/Ladungsverhältnis in der ersten Reihe der Tabelle 2.2 erhalten wir nach unserer Formel von oben für das Verhältnis von Wärmeenergie und Ladung:

$$\frac{1}{2} \times (0{,}57 \times 10^{-11}\,\mathrm{kg/C}) \times (4 \times 10^{7}\,\mathrm{m/sek})^{2} = 4{,}6 \times 10^{3}\,\mathrm{J/C},$$

und das ist auch gerade Thomsons Meßwert. Nebenbei bemerkt: Bei diesem Versuch sammelte der Kollektor in einer Sekunde eine Ladung in der Größenordnung von einigen Hunderttausendstel Coulomb pro Sekunde beziehungsweise Ampere. Die pro Sekunde abgegebene Wärmeenergie lag daher bei einigen hundert Joule, reichte also aus, um die Temperatur eines kleinen Kollektors in einer Sekunde um ein paar Grad Celsius zu erhöhen.

Die Meßergebnisse, die Thomson mit seinen ersten beiden Kathodenstrahlröhren erzielte, stimmten recht gut überein; sie lieferten als Mittelwert für das Masse/Ladungsverhältnis $0{,}49 \times 10^{-11}$ Kilogramm pro Coulomb, was dem heutigen Wert von $0{,}5687 \times 10^{-11}$ kg/C einigermaßen nahekommt. Merkwürdigerweise bevorzugte Thomson jedoch die erheblich höheren Werte, die er mit seiner dritten Röhre gemessen hatte. Möglicherweise stützte sich Thomson auf diese Werte, weil sie besser mit den alten Meßergebnissen für die elektrische und magnetische Ablenkung übereinstimmten. Wie dem auch sei, für einige Jahre glaubte Thomson an ein Masse/Ladungsverhältnis von etwa 10^{-11} Kilogramm pro Coulomb. Wie man schließlich Ladung und Masse der Kathodenstrahlteilchen unabhängig voneinander gemessen hat, werden wir im nächsten Kapitel diskutieren – nachdem wir uns zuvor noch etwas näher mit dem Elementarteilchen beschäftigt haben, aus dem die Kathodenstrahlen bestehen.

Das Elektron als Elementarteilchen

Zunächst wußte Thomson von den Kathodenstrahlteilchen nicht mehr, als daß sie ein bestimmtes Masse/Ladungsverhältnis aufweisen mußten. Aber was für Teilchen steckten wirklich dahinter? Thomson hielt sie für Grundbausteine der Materie: „... wir haben es bei den Kathodenstrahlen mit einem neuen Zustand der Materie zu tun, mit einem Zustand, in dem die Materie noch viel weitergehend unterteilt ist als bei gewöhnlichen Gasen: ein Zustand, in dem sämtliche Materie – ob sie nun aus Wasserstoff, Sauerstoff oder anderen Quellen stammt – ein und dieselbe Form hat. Dieser Stoff ist die Substanz, aus der die chemischen Elemente aufgebaut sind[17].

Damit ging Thomson sehr weit – und er stieß, wie er sich sehr viel später erinnerte, durchaus auf Widerstand: „Anfangs glaubten nur ganz wenige an die Existenz dieser Teilchen, die kleiner sind als ein Atom. Ein hervorragender Physiker, der (1897) meinen Vortrag an der Royal Institution gehört hatte, erzählte noch lange danach, seiner Meinung nach hätte ich die Zuhörer auf den Arm genommen“[18].

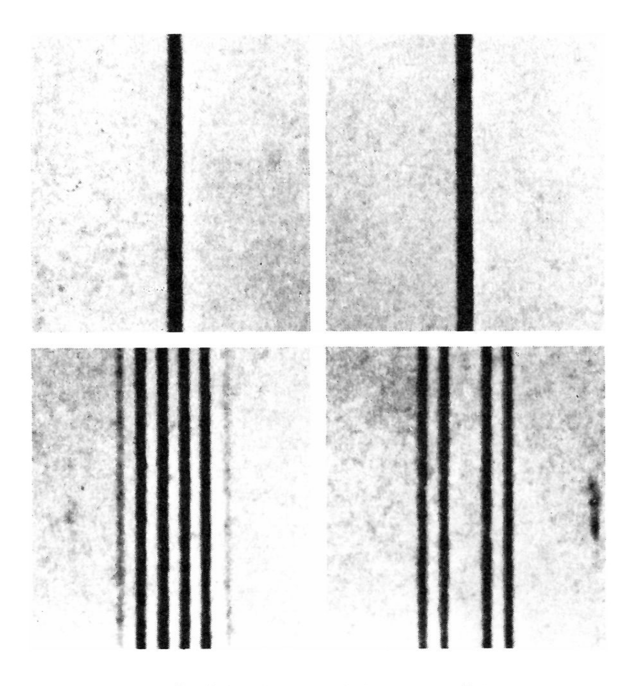
In der Tat gab es im Jahre 1897 noch keinen Weg, anhand der Thomsonschen Versuche schlüssig nachzuweisen, daß es innerhalb des Atoms kleinere Teilchen gibt. Nicht einmal Thomson behauptete, einen solchen Nachweis erbracht zu haben; aber es gab einige Hinweise, und sie gaben letztendlich für Thomsons weitreichenden Schluß den Ausschlag.

Ein erster Hinweis ergab sich aus den gemessenen Verhältnissen von Masse zu Ladung der Kathodenstrahlteilchen: Stets kam etwa derselbe Wert heraus – er schien nicht von bestimmten Beobachtungsbedingungen abzuhängen. Wir hatten im vorigen Abschnitt ja bereits anhand der Tabelle 2.1 gesehen, daß Thomson bei einer Röhre mit Kohlendioxidfüllung und Aluminiumkathode für dieses Verhältnis annähernd denselben Wert erhielt wie bei einer luftgefüllten Röhre mit Platinkathode – und das, obwohl die Geschwindigkeiten der Teilchen bei den Versuchen ganz verschieden waren. Thomson sah sich auch durch ein Meßergebnis des holländischen Spektroskopikers Pieter Zeeman (1865–1943) bestätigt, der ganz ähnliche Werte für das Masse/Ladungsverhältnis bei elektrischen Strömen im Atom gemessen hatte, die für die Emission und Absorption von Licht verantwortlich sind.

Wir wollen Zeemans Experiment in einem kurzen Exkurs ein wenig genauer betrachten: Zeeman hatte untersucht, wie sich das Spektrum von Natrium in einem Magnetfeld ändert. Jedes chemische Element hat ein charakteristisches Spektrum, ein bestimmtes Muster der Strahlungsfrequenzen, bei denen die Atome dieses Elementes bevorzugt Licht abstrahlen oder absorbieren können. Wenn man beispielsweise eine chemische Verbindung, die ein bestimmtes Element enthält, in eine Flamme streut und das Licht mit einem Prisma oder Beugungsgitter in die einzelnen Farbkomponenten zerlegt, findet man mehrere helle Linien mit ganz bestimmten Farben. Diese Farben entsprechen den Strahlungsfrequenzen, bei denen die Atome des betreffenden Elements verstärkt Licht emittieren. Ein Farbunterschied nämlich ist nichts anderes als ein Frequenzunterschied. Violettes Licht beispielsweise hat eine etwa doppelt so hohe Frequenz wie rotes; die Frequenzen aller anderen sichtbaren Farben liegen dazwischen.

Die dunklen Absorptionslinien in einem Spektrum sind gleichsam ein negatives Gegenstück zu den emittierten farbigen Linien. Schicken wir das nahezu weiße Licht einer Flamme durch ein kühles Gas, so werden im spektralen Farbband dunkle Linien auftauchen, und zwar genau an all den Stellen, an denen vorher helle Emissionslinien zu sehen waren. Diese dunklen Absorptionslinien kennzeichnen die Frequenzen, bei denen die Gasatome das Licht der Kerzenflamme absorbieren.

Im Natriumspektrum findet man zwei markante Linien im orangefarbigen Frequenzbereich, die sehr dicht beieinanderliegen und



Im Magnetfeld spalten sich die Spektrallinien von Natrium auf – ein Effekt, den Pieter Zeeman entdeckte.

gewöhnlich als „D-Linien“ bezeichnet werden. Dieses Linienpaar ist dafür verantwortlich, daß die Natriumlampen zur Beleuchtung von Straßenkreuzungen orangegelb strahlen. Zeeman beobachtete, wie sich die D-Linien, die normalerweise sehr schmal sind, in einem starken Magnetfeld verhalten und stellte fest, daß sie sich aufspalten. Diese Aufspaltung ist proportional zur magnetischen Feldstärke. Das heißt, Aufspaltung und Feldstärke sind über einen bestimmten Proportionalitätsfaktor verknüpft. Und aus diesem Faktor leitete dann 1896 der holländische Theoretiker Hendrik Antoon Lorentz (1853–1928) das Masse/Ladungsverhältnis der elektrischen Ladungsträger im Atom ab. Es ist schon bemerkenswert, wie früh Lorentz eine solche Abschätzung gelang: ein Jahr, bevor Thomson das Elektron entdeckte, fünfzehn Jahre, bevor Rutherford die Existenz des Atomkerns nachwies, siebzehn Jahre, bevor Bohr mit seinem Atommodell erklären konnte, wie die Frequenzen des abgestrahlten oder absorbierten Lichtes mit den Energien der Elektronen im Atom zusammenhängen. Lorentz machte bei seinen Berechnungen Gebrauch von einem Theorem, das Sir Joseph Larmor (1857–1942) aufgestellt hatte. Danach läßt sich der Einfluß, den ein konstantes Magnetfeld auf ein System von geladenen Teilchen mit einheitlichem Masse/Ladungsverhältnis hat, beschreiben, indem man die Teilchen von einem Koordinatensystem aus betrachtet, das mit einer bestimmten Frequenz rotiert. Diese Frequenz heißt heute Larmorfrequenz. Sie ist proportional zum Magnetfeld und umgekehrt proportional zum Masse/Ladungsverhältnis. Von der Art der Teilchen, ihrem Bewegungszustand und anderen Kräften, denen sie eventuell ausgesetzt sind, hängt die Larmorfrequenz nicht ab. Das heißt, ein geladenes Teilchen, das nur einem Magnetfeld ausgesetzt ist, wird eine Spiralbahn um die Feldlinienrichtung beschreiben, wobei es gerade mit der Larmorfrequenz auf einer schraubenförmigen Bahn um die Feldrichtung „kreist“. Die gleiche schraubenförmige Bewegung könnte man auch bei einem Teilchen beobachten, das keinen äußeren Kräften ausgesetzt ist und sich mit konstanter Geschwindigkeit geradlinig vorwärts bewegt, sofern man das Bezugssystem wechselt und die geradlinige Bewegung aus der Perspektive eines mit der Larmorfrequenz um die Bewegungsrichtung rotierenden Systems betrachtet. Nehmen wir nun an, das Teilchen würde

auch bei ausgeschaltetem Magnetfeld periodisch mit einer bestimmten Eigenfrequenz schwingen, weil es einer entsprechenden Kraft ausgesetzt ist. Dann sollte seine Bewegung im eingeschalteten Magnetfeld drei periodische Komponenten aufweisen. Daher findet man normalerweise drei Linien im Spektrum von Elementen, die einem Magnetfeld ausgesetzt sind. Eine Linie liegt genau bei der Eigenfrequenz und die beiden anderen rechts und links davon, wobei der Abstand gerade der Larmorfrequenz entspricht. Die gesamte Linienaufspaltung ist also doppelt so groß wie die Larmorfrequenz.

Lorentz nahm nun an, daß diese Bewegungsfrequenzen gerade mit den Emissions- und Absorptionsfrequenzen der Atome übereinstimmen. Demnach sollte die Frequenzaufspaltung in einem Magnetfeld gerade der doppelten Larmorfrequenz entsprechen, so daß sich das Masse/Ladungsverhältnis der atomaren elektrischen Stromträger anhand der Aufspaltung bestimmen ließe. Tatsächlich ist diese Überlegung falsch, aber dennoch führt sie in bestimmten Fällen zufällig zum richtigen Ergebnis. Die Natrium-D-Linien gehören aber nicht dazu, denn sie werden nicht in je zwei Linien aufgespalten, sondern in vier beziehungsweise sechs Linien. Aber Lorentz hatte Glück: Zeeman hatte es nämlich nicht geschafft, all diese einzelnen Linien aufzulösen, und ihre gesamte Frequenzaufspaltung entspricht tatsächlich gerade der zweifachen Larmorfrequenz.

Zufall oder nicht, Zeemans Messungen hatten eine grobe Abschätzung für das Masse/Ladungsverhältnis der atomaren Stromträger geliefert; und die konnten, wie Thomsons Kathodenstrahl-Experimente gezeigt hatten, nicht nur als atomare Bausteine im Inneren der Atome vorkommen, sondern auch außerhalb. Es sah so aus, als ob alle Materie, wie sie auch immer zusammengesetzt sein mochte, mindestens einen gemeinsamen Baustein enthalten mußte, der aus Metallen als Kathodenstrahlung emittiert werden konnte. Diese Vermutung bestätigte sich dann sehr rasch als man die sogenannten Betastrahlen fand, die von radioaktiven Substanzen ausgehen: Das Masse/Ladungsverhältnis war genau das gleiche wie bei den Kathodenstrahlen. (Die entsprechenden Messungen beruhten auf einer ähnlichen Methode wie Thomsons Kathodenstrahl-Versuche.) Und schließlich gelang 1899 der Nachweis, daß negativ geladene Teilchen, die durch Photoeffekt oder von glühenden Metalloberflächen emittiert wurden, wiederum dasselbe Masse/Ladungsverhältnis besitzen wie Kathodenstrahlteilchen. Insbesondere zeigte sich, daß diese Teilchen eine äußerst geringe Masse haben mußten – was die Vermutung erhärtete, daß es sich tatsächlich um subatomare Teilchen handelte. Man wußte außerdem bereits, daß geladene Teilchen – Ionen genannt – für den elektrischen Strom in Salzlösungen verantwortlich sind. Hier wurden freilich sehr unterschiedliche Masse/Ladungsverhältnisse gemessen, jedoch niemals Werte unter 10^{-8} Kilogramm pro Coulomb. (Welche Folgerungen daraus zu ziehen sind, werden wir im nächsten Kapitel ausführlich diskutieren.) Nun lagen Thomsons Werte erheblich niedriger, was nur zwei Gründe haben konnte: Entweder war die Masse der Kathodenstrahlteilchen kleiner als die der Ionen oder ihre Ladung größer, oder aber es kam beides zusammen – eine Möglichkeit, die Thomson einige Zeit in Betracht zog. Schließlich kam man auf eine natürliche Erklärung: Ionen schienen nichts anderes zu sein als gewöhnliche Atome oder Moleküle, die einige elektrische Ladungseinheiten verloren oder aber gewonnen haben. Die Ladung der Kathodenstrahlteilchen sollte also in der gleichen Größenordnung liegen wie die Ionenladung, so daß man schließlich die Masse der Kathodenstrahlteilchen abschätzen konnte. Sie mußte um einen Faktor

$$\frac{10^{-11}\,\mathrm{kg/C}}{10^{-8}\,\mathrm{kg/C}} = 10^{-3}$$

kleiner sein als die Massen der Ionen oder gewöhnlicher Atome. Sehr leichte Kathodenstrahlteilchen paßten auch ganz ausgezeichnet zu den Beobachtungen Phillip Lenards (1862–1947), der 1894 feststellte, daß Kathodenstrahlen in Gasen einige tausendmal

weiter vordringen können – was eine frühere Beobachtung Goldsteins bestätigte. Wenn aber Kathodenstrahlteilchen viel leichter als Atome waren, konnten sie dann nicht Bausteine des Atoms sein?

Thomson stand ganz in der Tradition, Beobachtungen im Rückgriff auf Leukippos, Demokrites und Dalton zu erklären. In seiner Arbeit von 1897 geht er beispielsweise auf Spekulationen des englischen Chemikers William Prout (1785–1850) ein, der 1815 vorgeschlagen hatte, die bekannten chemischen Elemente als Verbindungen aus nur einem fundamentalen Atom zu betrachten: dem Wasserstoffatom. (Dabei sollte das Wasserstoffatom Baustein für die verschiedenen Atome sein – einige Dutzend –, die man damals als Bestandteile chemischer Elemente betrachtete.) Thomson gab Prout in gewisser Hinsicht recht, betrachtete aber nicht das Wasserstoffatom, sondern das sehr viel leichtere Kathodenstrahlteilchen als fundamentales Atom. Vielleicht wäre Thomson zu ganz anderen Schlüssen gekommen, wenn nicht Prout und andere bereits die elementaren Teilchen in die Diskussion gebracht hätten. Wie schon erwähnt, hat Walter Kaufmann das Masse/Ladungsverhältnis in einem ähnlichen Experiment gemessen – sogar genauer als Thomson, aber Kaufmann gab nicht vor, ein fundamentales Teilchen entdeckt zu haben. Wie Hertz und andere deutsche und österreichische Physiker ließ er sich von der Wissenschaftsphilosophie des Wiener Physikers und Philosophen Ernst Mach (1836–1916) leiten. Mach und sein Kreis hielten es für unwissenschaftlich, sich mit hypothetischen Dingen wie Atomen abzugeben, die man nicht unmittelbar beobachten konnte. Man kommt wohl kaum umhin einzugestehen, daß Thomson das Kathodenstrahlteilchen – sprich Elektron – wohl gerade deshalb entdeckte, weil er im Gegensatz zu Mach und Kaufmann die Aufgabe der Physik insbesondere auch darin sah, Elementarteilchen ausfindig zu machen. Einen eigenen Namen für das vermutete Teilchen führte Thomson jedoch nicht ein. Die Bezeichnung Elektron geht vielmehr auf den irischen Physiker und Astronomen George Johnstone Stoney (1826–1911) zurück, der sie bereits einige Jahre vor Thomsons Versuchen von 1897 vorgeschlagen hatte: als Ladungseinheit, die Atome bei der Umwandlung in Ionen gewinnen oder verlieren können[19]. Nach Thomsons Versuchen dauerte es noch etwa zehn Jahre, bis die Existenz des elementaren Teilchens allgemein akzeptiert wurde und sich bei den Physikern auch ein Name einbürgerte: Elektron.

Anmerkungen

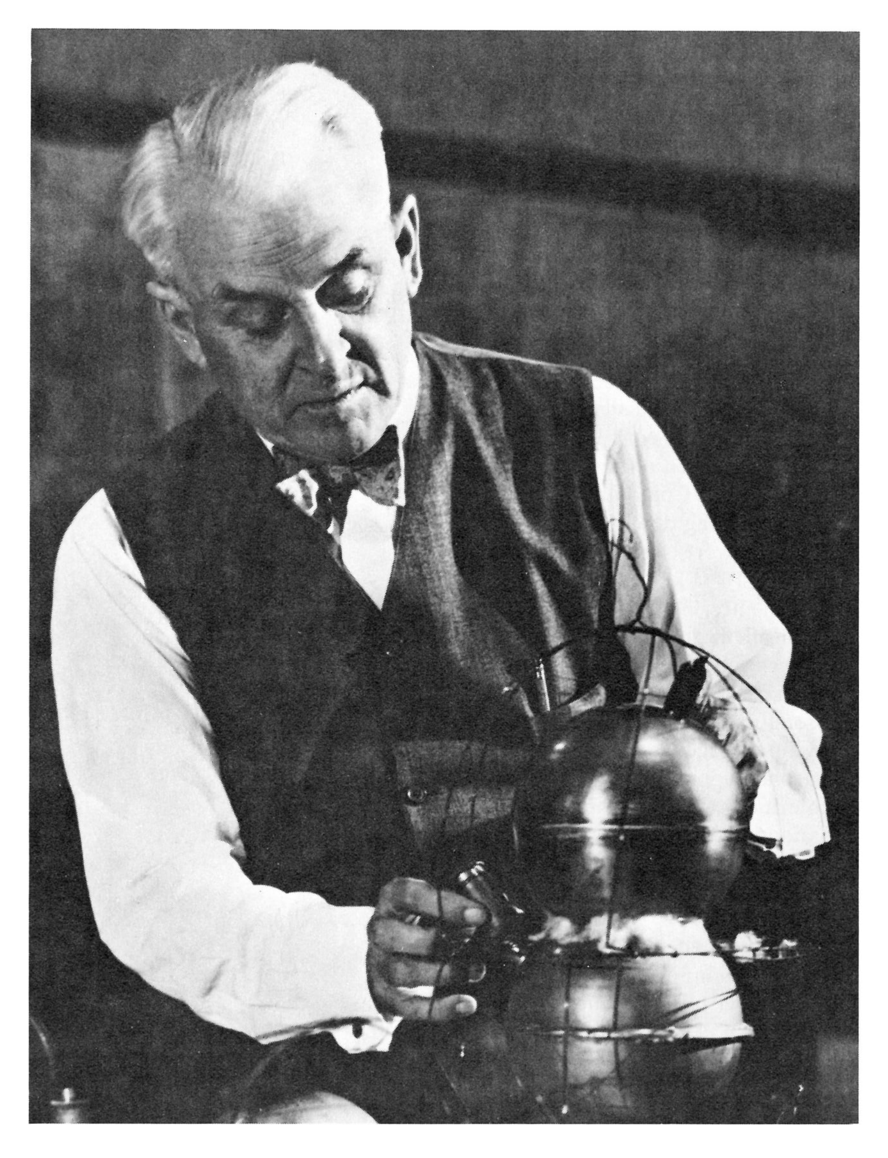
1. J. J. Thomson, „Cathode Rays", *Proceedings of the Royal Institution* **15** (1897), 419: „Cathode Rays", *Philosophical Magazine* **44** (1897), 295; „Cathode Rays", *Nature* **55** (1897), 453.
2. Plato, *Timaios*, in einer Übersetzung von F. Susemihl bei Lambert Schneider Verlag, Heidelberg, als 3. Band der Gesamtausgabe.
3. Bede, *A History of the English Church and People*, ins moderne Englisch übersetzt von L. Sherley-Price (Penguin Books, 1955), Seite 38.
4. W. Gilbert, *De magnete magnetisque corporibus, et de magno magnete telluro* (London, 1600).
5. S. Gray, „A Letter . . . Containing Several Experiments Concerning Electricity", *Philosophical Transactions of the Royal Society* **37** (1731–32), 18.
6. N. Cabeo, *Philosophia magnetica in qua magnetis natura penitus explicatur* (Ferrara, 1629).
7. C. F. Du Fay, Brief vom 27. Dezember 1733 an den Duke von Richmond und Lenox, veröffentlicht in den *Philosophical Transactions of the Royal Society* (1734).
8. F. U. T. Aepinus, *Testamen theoriae electricitatus et magnetismi* (St. Petersburg, 1759).
9. B. Franklin, *Experiments and Observations on Electricity, made at Philadelphia in America* (London, 1751).
10. Diese Liste haben wir von A. D. Moore, aus *Electrostatics and its Applications* (Wiley, New York, 1973), entnommen.
11. Isaac Newton, *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*, Mathematische Prinzipien der Naturlehre. Herausgegeben von J. Ph. Wolfers, Berlin 1872. Nachdruck 1963 bei Wissenschaftliche Buchgemeinschaft, Darmstadt.
12. J. J. Thomson, „Cathode Rays", *Philosophical Magazine* **44** (1897), 295.
13. Joseph Needham, *The Grand Titration: Science and Society in East and West* (Allen & Unwin, London, 1969).
14. *Epistola Petri Peregrini de Maricourt ad Sygerum de Foucaucourt, Militem, De Magnete.* („Über Magnete, Brief von Peter Peregrinus an den Soldaten Sygerus de Foucaucourt").
15. H. C. Oersted, *Experimenta circa effectum conflictus electriciti in acum magneticum.* Kopenhagen. 21. Juli 1820; (Zur Entdeckung des Elektromagnetismus – Oersted spricht im lateinischen Titel von Experimenten über den elektrischen Wechselkampf in einer Magnetnadel – siehe auch: Ostwalds Klassiker Nr. 63, herausgegeben von A. J. von Oettingen, Leipzig 1895).
16. W. H. Brock, „The Man Who Played With Fire", [Replik auf *Bejamin Thompson, Count Rumford,* von Sanborn Brown], *New Scientist, March 27, 1980.*
17. *J. J. Thomson, „Cathode Rays", Philosophical Magazine* **44** (1897), 295.
18. J. J. Thomson, *Recollections and Reflections* (G. Bell and Sons, London, 1936), Seite 341.
19. G. J. Stoney, „Of the ‚Electron' or Atom of Electricity", *Philosophical Magazine* **38** (1894), 418.

Atomares Maß

Nachdem das Masse/Ladungsverhältnis des Elektrons bestimmt war, stellte sich natürlich die Frage, wie sich Masse und Ladung unabhängig voneinander ermitteln lassen. Dabei stand viel mehr auf dem Spiel, als nur die Eigenschaften des Elektrons genauer kennenzulernen – so wichtig auch das natürlich war. Im 19. Jahrhundert hatten Physiker und Chemiker bereits viele andere Verhältnisse zwischen atomaren Größen gemessen. John Dalton etwa leitete anhand von chemischen Reaktionen die atomaren Massenverhältnisse für verschiedene Elemente her, und seine Methode machte Schule. Daher wußte man schon recht früh, daß ein Kohlenstoffatom zwölfmal schwerer ist als ein Wasserstoffatom, ein Sauerstoffatom sechzehnmal schwerer. Wir werden hier aber auch auf die elektrolytischen Messungen von Michael Faraday und anderen zurückkommen, denn damit bekam man sehr genaue Werte für das Verhältnis von Atommasse zu Ionenladung beziehungsweise Elektronenladung. Beispielsweise hatte das Verhältnis aus der Masse des Wasserstoffatoms und der elektrischen Ladung des Elektrons den Wert $1{,}035 \times 10^{-28}$ Kilogramm pro Coulomb. Weitere Hinweise folgten aus der Annahme, daß die Atome in einem Festkörper sehr dicht gepackt sind, so daß man nur die Dichte dieses Festkörpers bestimmen mußte, um auch die Dichte der Atome angeben zu können – also das Verhältnis der Masse der Atome zu ihrem Volumen. Gold hat beispielsweise eine Dichte von $1{,}93 \times 10^4$ Kilogramm pro Kubikmeter; folglich liegt der Wert für das Verhältnis von Masse zu Volumen eines Goldatoms gleichfalls ungefähr bei 2×10^4 Kilogramm pro Kubikmeter. Alles, was jetzt noch fehlte, war ein einziger Meßwert, wahlweise für Ladung oder Masse des Elektrons oder aber für Masse beziehungsweise Volumen eines einzelnen Atoms. Dann nämlich ließ sich anhand der bekannten Verhältniswerte alles bestimmen: Masse und Ladung des Elektrons sowie Masse und Volumen jedes beliebigen Atoms. Dann aber wäre für alle atomaren Erscheinungen ein absoluter Maßstab festgelegt.

Im beginnenden 20. Jahrhundert konnte man Atommassen anhand vielfältiger Meßverfahren grob abschätzen, die auf ganz unterschiedlichen physikalischen Vorgängen beruhten. Zu nennen wären hier etwa die Diffusion von Gasen, die Wärmestrahlung, die Ursachen der blauen Farbe des Himmels, die Ausbreitung von Ölfilmen auf Flüssigkeiten, die Lichtblitze radioaktiver Substanzen, die Brownsche Molekularbewegung kleiner Partikel wie etwa Blütenstaub oder schließlich das Verhalten von Gasen in einem begrenzten Raum. Schon 1874 schätzte G. J. Stoney die Masse eines Wasserstoffatoms anhand der Eigenschaften von Wasserstoffgas auf etwa 10^{-28} Kilogramm. Da sich mit Hilfe der Elektrolyse auch das Masse/Ladungsverhältnis bestimmen ließ – der Wert lag bei 10^{-8} Kilogramm pro Coulomb – konnte Stoney auch die Ladung des Elektrons berechnen. Sein Zahlenwert betrug annähernd 10^{-20} Coulomb (10^{-28} kg geteilt durch 10^{-8} kg/C). Bis zum Jahre 1910 konnte die Meßgenauigkeit vor allem durch Jean Perrins Arbeiten zur Brownschen Molekularbewegung erheblich verbessert werden. Die Masse des Wasserstoffatoms wurde nun mit $1{,}5 \times 10^{-27}$ Kilogramm angegeben, so daß man für die Elektronenladung ungefähr $1{,}5 \times 10^{-19}$ Coulomb erhielt. (Das gleiche Ziel läßt sich auch auf anderem Wege erreichen, indem man radioaktive Zerfälle zählt – wie wir in Kapitel 4 noch sehen werden.)

Es würde zu weit führen, alle Methoden zur Massenbestimmung bei Atomen aufzuführen. Die ersten wirklich genauen Werte für die Atommassen erhielt der amerikanische Physiker Robert Andrews Millikan (1868–1953) in den Jahren zwischen 1906 und 1914, indem er die Ladung des Elektrons direkt maß. Millikan war in Iowa geboren und aufgewachsen. Für die Physik begann er sich während seiner Studienzeit am Oberlin College zu interessieren. Im Jahre 1893 wechselte er zur Universität von Columbia, um dort zu promovieren – übrigens als einziger Doktorand im Fach Physik. Damals gehörte ein Studienaufenthalt in Europa traditionell zur akademischen Ausbildung, und so reiste Millikan 1895 nach Paris, Berlin und Göttingen. Nach seiner Rückkehr wurde er 1896 Assistent bei A. A. Michelson an der Uni-



Robert A. Millikan mit seinem Apparat zum Nachweis der kosmischen Höhenstrahlung.

versität von Chikago, die damals sehr stark von der Rockefeller-Stiftung gefördert wurde und einen enormen Aufschwung erlebte. Millikan konnte die Hälfte seiner Arbeitszeit für die Forschung nutzen, was er auch eifrig tat. Später verlagerte sich der Schwerpunkt auf die Lehrtätigkeit oder auch das Bücherschreiben – im folgenden Jahrzehnt forschte er nur sehr wenig. Zunächst aber hatte er es 1906 mit immerhin 38 Jahren erst zum außerordentlichen Professor gebracht, und in dieser für ihn eher enttäuschenden Situation begann er mit den Messungen der Elektronenladung, die ihn schließlich weltberühmt machten.

Als die Anerkennung dann kam, war sie gleich überwältigend: Millikan wurde Mitglied zahlreicher Akademien und Gesellschaften; 1916 wurde er Präsident der Amerikanischen Physikalischen Gesellschaft, 1923 bekam er den Nobelpreis. Während des Ersten Weltkrieges arbeitete er in der Militärforschung; 1921 wurde er leitender Direktor des California Institute of Technology.

Millikan hatte großes Geschick darin, Geld zu beschaffen und sinnvoll einzusetzen. Außerdem hatte er das richtige Gespür bei der Auswahl der publizierten Arbeiten. Unter seiner Führung wurde das California Institute of Technology das, was es bis heute ist: eines der führenden Forschungszentren Amerikas. Millikan machte noch ein zweites grundlegendes Experiment: Er bestimmte die Energien von Elektronen, die beim photoelektrischen Effekt freigesetzt wurden, und konnte so die Vorstellung Einsteins bestätigen, daß Lichtwellen gequantelt sind, wobei die Energie der Lichtquanten proportional zur Frequenz ist. Millikans spätere Arbeit am California Institute of Technology war weniger vom Erfolg gekrönt. Er verfolgte nun das Ziel, die Kluft zwischen Religion und moderner Wissenschaft zu überbrücken. So war er nicht zuletzt aus religiösen Gründen darum bemüht nachzuweisen, daß die kosmische Strahlung nichts anderes sei als elektromagnetische Strahlung, die bei der Entstehung der Materie übrig blieb – tatsächlich ist diese Annahme jedoch falsch.

Millikans Meßwert für die Ladung des Elektrons blieb jahrelang der genaueste Anhaltspunkt, um atomare Massen zu berechnen. Sein Experiment beruhte dabei auf den Arbeiten von Thomson und dessen Mitarbeitern am Cavendish-Laboratorium, auch wenn diese Arbeiten lediglich eine grobe Abschätzung der Elektronenladung geliefert hatten. Wir wollen uns diese Vorarbeiten etwas genauer ansehen.

Rückblick: Atomgewichte

Atomare Massenverhältnisse waren bereits bekannt, lange bevor die Existenz der Atome allgemein akzeptiert wurde. Den „Grundstein" dazu hatte John Dalton (1766–1844) bereits zu Beginn des 19. Jahrhunderts gelegt. Dalton, Sohn eines Webers, wuchs unter ärmlichen Verhältnissen in Cumberland auf. Er besuchte eine Dorfschule der Quäker und arbeitete später als Schul- und Privatlehrer. Schließlich zog er 1793 nach Manchester, das durch die Baumwollspinnereien damals ein Zentrum der industriellen Revolution war. Es gab viele Bürger, die – ohne eine Hochschulausbildung zu besitzen – regen Anteil an der Wissenschaft ihrer Zeit nahmen. Im Jahre 1794 wurde Dalton in die „Manchester Literary and Philosophical Society" aufgenommen, und von nun an beteiligte er sich mit verschiedenen Artikeln an der allgemeinen Diskussion; seine Themen reichten von der Farbenblindheit (Dalton selbst war farbenblind, und noch heute bezeichnet man sein Augenleiden als Daltonismus) bis hin zur Dynamik von Gasen.

Den ersten Hinweis auf Experimente, in denen sich Dalton mit Atomgewichten beschäftigte, finden wir in seinen Meßprotokollen aus den Jahren 1802–1804. Er hatte nämlich beobachtet, daß die Gewichte (oder genauer die Massen) der verschiedenen chemischen Elemente in einer bestimmten Verbindung stets in einem festen Verhältnis zueinander stehen. Beispielsweise untersuchte er die Knallgasreaktion, bei der sich Wasserstoff und Sauerstoff zu Wasser verbinden. Bezogen auf 1 Gramm verbrauchten Wasserstoff stellte Dalton einen Sauerstoffverbrauch von 5,5 Gramm fest. (Achtung, das ist Daltons Wert! In Wirklichkeit entfallen auf 1 Gramm Wasserstoff 8 Gramm Sauerstoff. Daltons Messungen waren selbst für damalige Verhältnisse sehr ungenau.) Bei diesem chemischen „Rezept" für Wasser ist nur ein ganz bestimmtes Verhältnis der „Zutaten" Wasserstoff und Sauerstoff erlaubt – anders als bei gewöhnlichen Kochrezepten. Beim Kuchenbacken zum Beispiel ist es unerheblich, ob wir etwas mehr oder weniger Butter für ein Pfund Mehl nehmen – in jedem Fall wird ein Kuchen aus dem Backofen kommen, der allenfalls zu fettig oder zu mehlig geraten ist. Dagegen gibt es kein Wasser, das ein wenig mehr oder weniger sauerstoffreich oder -arm ist, weil man für jedes Gramm Wasserstoff etwas mehr oder etwas weniger als 8 Gramm Sauerstoff nehmen könnte. Als Verbindung bekommen wir immer dasselbe Wasser und allenfalls einen Rest an unverbrauchtem Sauerstoff oder Wasserstoff.

Wichtig an Daltons Arbeit waren aber nicht die – ungenauen – Messungen, sondern die Rückschlüsse, die Dalton im Hinblick auf die Atome zog. Er argumentierte so: Wenn Wasser aus Teilchen – wir sagen Wassermoleküle – besteht und jedes davon ein Wasserstoff- und ein Sauerstoffatom enthält, dann muß ein Sauerstoffatom 5,5mal schwerer sein als ein Wasserstoffatom. Auf diese Weise bestimmte Dalton die Atomgewichte für verschiedene chemische Elemente, wobei er unter Atomgewicht stets das Gewicht im Verhältnis zu Wasserstoff verstand (siehe Tabelle 3.1.). Dalton hatte natürlich keine Vorstellung davon, wie schwer ein Atom in den üblichen Masseeinheiten Gramm und Kilogramm war.

Tabelle 3.1. Daltons Angaben von 1803 zu den Atomgewichten

Element	Atomgewicht
Wasserstoff	1 (per Definition)
Stickstoff	4,2
Kohlenstoff	4,3
Sauerstoff	5,5
Schwefel	14,4

Die Atomgewichte in Daltons Tabelle sind durchgehend falsch: Das liegt weniger an den Meßfehlern als vielmehr daran, daß Dalton nicht wußte, in welchem Zahlenverhältnis die Atome der verschiedenen Elemente in einem Molekül aneinander gebunden sind. Zum Beispiel nahm Dalton an, das Wassermolekül bestünde aus einem Sauerstoff- und einem Wasserstoffatom. Heutzutage weiß selbstverständlich schon fast jeder Schuljunge, daß die richtige chemische Formel für Wasser H_2O lautet, ein Wassermolekül also aus 2 Wasserstoff- und 1 Sauerstoffatom besteht. (In der chemischen Formel taucht die Anzahl der Atome stets als unterer Index am Elementsymbol auf; die Eins wird üblicherweise weggelassen.) Wenn also nach Daltons Messung pro Gramm Wasserstoff 5,5 Gramm Sauerstoff in Wasser umgewandelt wurden, mußte das Sauerstoffatom 5,5mal schwerer sein als zwei Wasserstoffatome – und das heißt 11mal schwerer als ein Wasserstoffatom. Dieser Wert kommt in der Tat wesentlich näher an das Atomgewicht des Sauerstoffs heran, das bei etwa 16 liegt.

Eine Übersicht über die chemischen Formeln für verschiedene Verbindungen und die fehlerhaften Formeln, von denen Dalton ausging, sind in Tabelle 3.2. zusammengestellt. Die zugehörigen Atomgewichte – und Daltons falsche Werte – sind aus der Tabelle 3.3 zu entnehmen. Dabei stehen Daltons ursprüngliche Atomgewichte aus dem Jahre 1803 in der mittleren Spalte, während rechts zum Vergleich die Werte eingefügt sind, die sich anhand der richtigen chemischen Formeln aus Daltons Meßwerten ergeben.

Tabelle 3.2. Daltons chemische Formeln für vier Verbindungen

Verbindung	Daltons Formel	richtige Formel
Wasser	HO	H_2O
Kohlendioxid	CO_2	CO_2
Ammoniak	NH	NH_3
Schwefelsäure	SO_2	H_2SO_4

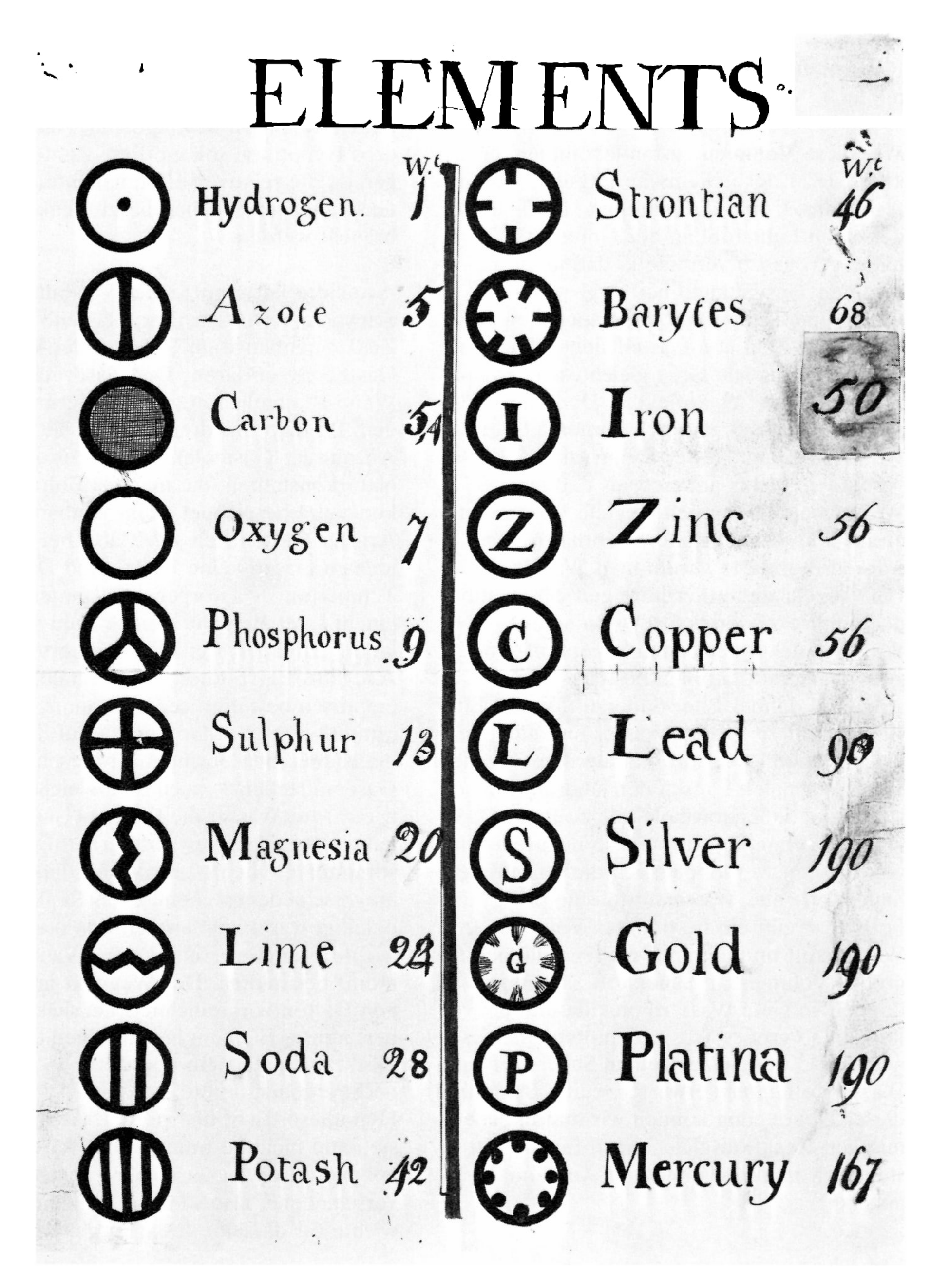
C steht für Kohlenstoff, H für Wasserstoff, N für Stickstoff und S für Schwefel

Man fand schließlich die richtigen Formeln für chemische Verbindungen, als sich die Atomtheorie weiter entwickelte. Am 31. Dezember 1808 verlas Joseph Louis Gay-Lussac (1778–1850), Professor an der Sorbonne, in der Societé-Philomathique eine Mitteilung, in der es hieß, daß sich die chemischen Elemente nicht nur in bestimmten Gewichtsverhältnissen miteinander verbinden, sondern bei Gasen auch die Volumen in bestimmten Verhältnissen stehen. Beispielsweise ergeben zwei Volumenanteile Wasserstoff plus ein Volumenanteil Sauerstoff zwei Volumenanteile Wasserdampf; oder aus einem Volumenanteil Stickstoff und drei Volumenanteilen Wasserstoff werden zwei Volumenanteile Ammoniakgas. (Das Wort „Volumenanteil" ist hier als Einheit für einen Rauminhalt zu

Die modernen Atomgewichte werden in bezug auf 1/12 des Gewichts von einem Kohlenstoffatom angegeben, wobei ein Atom des häufigsten Kohlenstoffisotops ^{12}C zugrundegelegt wird. Würde man die Gewichte wie Dalton auf das Atomgewicht von Wasserstoff beziehen, ergäben sich etwas kleinere Werte. Der Unterschied macht allerdings nur 0,8 Prozent aus.

Tabelle 3.3. Die modernen Werte für fünf Atomgewichte im Vergleich mit Daltons Werten und den Werten, die sich aus den richtigen Formeln bei Daltons Methode ergeben

Element	Atomgewicht (heutiger Wert)	Atomgewicht nach Dalton (1803)	Atomgewicht, das Dalton bei korrekten chemischen Formeln hätte finden müssen
Wasserstoff	1,0080	1,0	1,0
Kohlenstoff	12,0111	4,3	8,6
Stickstoff	14,0067	4,2	12,6
Sauerstoff	15,9994	5,5	11,0
Schwefel	32,06	14,4	57,6



Daltons Elementsymbole. Einige Substanzen, die Dalton für chemische Elemente hielt, sind tatsächlich chemische Verbindungen.

verstehen – ein Liter, ein halber Liter, ein Kubikmeter oder was man sonst gerade nimmt.)

Wie diese Volumen zustandekommen, erklärte 1811 der italienische Physiker Amadeo Avogadro, Conte di Quaregna (1776–1856), der einen Lehrstuhl an der Universität Turin hatte. Avogadro vermutete, daß in ein bestimmtes Gasvolumen bei vorgegebenem Druck und Temperatur stets nur eine ganz bestimmte Zahl von Gasteilchen paßt, wobei diese Zahl für alle Gase gleich ist. Die Gasteilchen nannte er Moleküle. Dann aber folgt aus der Tatsache, daß sich immer 2 Liter Wasserstoff mit 1 Liter Sauerstoff zu Wasser verbinden, nichts anderes, als daß ein Wassermolekül doppelt so viele Wasserstoffatome wie Sauerstoffatome enthält. Damit wäre also erklärt, warum man Wasser als H_2O bezeichnet. Allerdings gibt es scheinbar doch eine Schwierigkeit: Wenn jedes Wassermolekül aus einem Sauerstoff- und zwei Wasserstoffatomen besteht, warum reagieren dann 1 Liter Sauerstoff und 2 Liter Wasserstoff zu 2 Liter Wasser und nicht zu 1 Liter? Schon Avogadro kannte den Grund: Unter normalen Umständen sind die Wasserstoff- und Sauerstoffmoleküle zu Paaren, H_2 und O_2, gebunden; da sie also nicht einzeln vorkommen, verdoppelt sich die Anzahl der Sauerstoff- und Wasserstoffatome pro Liter. Folglich ergibt ein bestimmtes Volumen an Wasserstoff und ein entsprechend doppelt so großes Volumen an Sauerstoff zusammen doppelt so viele Wassermoleküle und ein doppelt so großes Wasserdampfvolumen, wie man bei Gasen aus einzelnen Sauerstoff- und Wasserstoff*atomen* erwarten würde. Aufgrund dieser Überlegung können wir nun die chemischen Reaktionsgleichungen für die Entstehung von Wasser und von Ammoniak angeben:

$$2\,H_2 + O_2 \rightarrow 2\,H_2O$$
$$N_2 + 3\,H_2 \rightarrow 2\,NH_3.$$

In diesen Reaktionsgleichungen kennzeichnen ganze Zahlen vor einem chemischen Elementsymbol die Anzahl der Moleküle (Avogadro nannte sie *molecules elementaires*), die in der betreffenden chemischen Verbindung an der Reaktion beteiligt sind. Nach Avogadros Hypothese sollten diese Zahlen auch gerade die relativen Volumenanteile der Gase angeben, die bei dieser Reaktion verbraucht werden.

Avogadro hatte mit seiner Vermutung ins Schwarze getroffen. Heute lassen sich die Zusammenhänge im Rahmen der kinetischen Gastheorie erklären: Der Gasdruck auf eine Wand ist nämlich in guter Näherung gleich dem Produkt aus drei Größen: Temperatur, Anzahl der Gasmoleküle je Liter und einer Naturkonstanten, die man als Boltzmann-konstante bezeichnet (siehe Anhang G). Die Art der Gasteilchen spielt also bei solchen idealen Gasen keine Rolle. Sind Druck und Temperatur fest vorgegeben, finden wir in einem Liter stets die gleiche Zahl von Molekülen. Zunächst freilich akzeptierte man Avogadros Hypothese nur deshalb, weil sie empirisch bestätigt werden konnte – sie „funktionierte“. Man konnte auf dieser Basis die chemischen Formeln für verschiedene Gase aufstellen – nach dem gleichen Muster, wie wir für Wasser die Formel H_2O begründet haben. Aus den Gewichtsverhältnissen bestimmter Elemente und Verbindungen, die an verschiedenen chemischen Reaktionen beteiligt waren, ließen sich nun die Atomgewichte (sagen wir relativ zum Wasserstoffatom) bestimmen. Der Weg war ja schon von Dalton vorgezeichnet. Da sich für ein bestimmtes Element bei all seinen chemischen Reaktionen stets ein und dasselbe Atomgewicht ergeben mußte, ließ sich Avogadros Hypothese leicht überprüfen. Angenommen, sie hätte nicht gestimmt, dann wäre man anhand falscher chemischer Formeln auf verschiedene, also widersprüchliche Atomgewichte für dasselbe Element gekommen.

Noch ein Wort zum Molekulargewicht einer chemischen Verbindung: Es ist gleich der Summe der Atomgewichte aller Atome, die in dem Molekül oder der chemischen Verbindung enthalten sind. Beispielsweise hat Wasser ein Molekulargewicht von $2 \times 1 +$

16 = 18. Bei einem Gas wie Helium, das aus Atomen desselben Elements besteht, ist das Molekulargewicht gleich dem Atomgewicht. Einige komplizierte Moleküle wie etwa die Desoxyribonucleinsäure (DNA) der Erbsubstanz haben Molekulargewichte, die in die Millionen gehen. Das Molekulargewicht definiert eine Einheit, die Chemiker häufig für die Masse benutzen: das Mol. Das ist sozusagen das Molekulargewicht in Gramm; beispielsweise wäre 1 mol Wasserstoffgas gleich 2 Gramm, 1 mol Wasser gleich 18 Gramm und so fort. Das Mol bietet sich als Einheit an, weil in 1 mol einer beliebigen Substanz immer die gleiche Anzahl von Molekülen enthalten ist – je schwerer die Moleküle, desto mehr Gramm bringen sie pro Mol auf. Diese Zahl der Moleküle in einem Mol wird in Physik und Chemie als Avogadrosche Zahl bezeichnet. Avogadro selbst hatte allerdings noch keine Anhaltspunkte, um sie zu berechnen.

Anhand der chemischen Formeln, die Avogadro aus seiner Hypothese abgeleitet hatte, konnte er aber viele Atomgewichte ziemlich genau bestimmen. Andere griffen seine Methode auf, insbesondere Jöns Jakob Berzelius (1779–1848), Professor für Chemie an der Universität Stockholm. Berzelius veröffentlichte 1814, 1818 und 1826 Tabellen mit den Atomgewichten vieler Elemente, wobei er bereits sehr gute Werte angab. Bis zum Ende des 19. Jahrhunderts waren diese Tabellen als nützliches Arbeitsmittel verbreitet, auch wenn durchaus nicht alle Physiker und Chemiker, die darauf zurückgriffen, an die Existenz der Atome glaubten.

Aber auch für Physiker, die Atome als Realität akzeptierten, warfen die Atomgewichte noch im 19. Jahrhundert offene Fragen auf. Wenn man sagt, ein Element habe ein bestimmtes Atomgewicht (relativ zum Wasserstoff), handelt es sich dann tatsächlich um das Gewicht eines jeden einzelnen Atoms oder ist damit nur das durchschnittliche Gewicht der Atome des jeweiligen Elementes gemeint? Sir William Crookes, der sich als einer der ersten mit Gasentladungen beschäftigt hatte, vermutete bereits im Jahre 1886, daß die gemessenen Atomgewichte in Wirklichkeit Durchschnittswerte für die verschiedenen Atome ein und desselben Elements seien. Wir wissen heute, daß seine Vermutung stimmt, denn fast alle Elemente kommen in unterschiedlichen atomaren Formen vor, die man Isotope nennt. Isotope desselben Elementes sind chemisch kaum zu unterscheiden; ihre Atome haben verschiedene Atomgewichte.

Die Entdeckung der Isotope bringt uns unversehens zur Physik des 20. Jahrhunderts. Auch im „Rückblick“ wäre die Diskussion der Atomgewichte unvollständig, wenn wir außer acht ließen, wie sich unser heutiges Wissen über die Isotope entwickelt hat.

Im Jahre 1897 – kurz nach der Entdeckung der Radioaktivität – stellte sich heraus, daß einige chemische Elemente in verschiedenen Formen vorkommen, die chemisch gleichwertig sind, aber unterschiedliche Radioaktivität aufweisen. So ist Blei im allgemeinen nicht radioaktiv, aber in Verbindung mit uranhaltigen Mineralen ist es ein radioaktiver Strahler. Man beobachtete, daß diese Minerale auch dann strahlen, wenn man sämtliche Elemente extrahiert, die sich chemisch von Blei abtrennen lassen. Es wurde bald klar, daß die unterschiedliche Radioaktivität der verschiedenen atomaren Komponenten eines Elements mit unterschiedlichen Atomgewichten zusammenhängen. Im Jahre 1910 führte Frederick Soddy für diese Komponenten den Namen *Isotope* ein, weil sie im Periodensystem der chemischen Elemente an derselben Stelle (griechisch: *iso topo*) standen. Damals schien die Natur der Radioaktivität noch recht geheimnisvoll, und man hielt die Isotope zunächst für eine Besonderheit der schweren radioaktiven Elemente.

Schließlich entdeckte J. J. Thomson, daß auch bei ganz gewöhnlichen leichten Elementen, die nicht radioaktiv sind, verschiedene Isotope auftreten. Sein experimenteller Nachweis beruhte – wen überrascht es – auf der elektrischen und magnetischen Ablenkung in einer Kathodenstrahlröhre. Freilich waren es jetzt nicht Kathodenstrahlen,

die abgelenkt wurden, sondern schwere positiv geladene Teilchen. Im Jahre 1886 bemerkte Eugen Goldstein, der den Kathodenstrahlen ihren Namen gegeben hatte, daß aus einer Kathode mit einem angebohrten Loch ein Strahl aus der künstlichen Öffnung austrat, der nicht zur Anode gerichtet war wie die Kathodenstrahlen, sondern von der Anode weg in die entgegengesetzte Richtung lief. Dieser Strahl war leicht zu erkennen, denn er rief im dünnen Füllgas der Kathodenstrahlröhre einen sichtbaren Lichtstrahl hervor. Goldstein bezeichnete die neuen Strahlen als *Kanalstrahlen.* Im Jahre 1897 gelang es Wilhelm Wien (1864–1928), auch die Kanalstrahlen im elektrischen und magnetischen Feld abzulenken. Aus Richtung und Betrag der beobachteten Ablenkung schloß er, daß die Kanalstrahlen aus positiv geladenen Teilchen bestehen, deren Masse/Ladungsverhältnis einige tausendmal größer sein müßte als bei Kathodenstrahlen. Die Werte lagen in der gleichen Größenordnung wie die Masse/Ladungsverhältnisse, die man bei der Elektrolyse verschiedener Ionen gemessen hatte. (Was bei der Elektrolyse physikalisch und chemisch vor sich geht, werden wir im nächsten Abschnitt erläutern.) Wien hielt die positiv geladenen Teilchen in den Kanalstrahlen für Atome oder Moleküle des Füllgases, die Elektronen eingebüßt hatten, weil der Kathodenstrahl auf seinem Weg von der Kathode zur Anode auf diese Teilchen getroffen sei und Elektronen weggestoßen habe. Da die Teilchen nun positiv geladen sind, werden die Kanalstrahlen – so Wien – von der negativ geladenen Kathode angezogen und von der positiven Anode abgestoßen. Die meisten dieser positiv geladenen Teilchen (oder Ionen) prallen natürlich auf die Kathode; nur wenige treffen die relativ kleine Öffnung und können die Kathode auf der anderen Seite als Kanalstrahlen verlassen.

Die Kanalstrahlen ließen sich zunächst nur schwer genauer untersuchen, weil sie mit den Gasmolekülen zusammenstießen und die Strahlteilchen dabei zusätzliche Elektronen gewannen oder verloren. Das Masse/Ladungsverhältnis, das Wien gemessen hatte, entsprach in Wirklichkeit einem Mittelwert der Masse/Ladungsverhältnisse vor und nach diesen plötzlichen Ladungsänderungen. Thomson löste das Problem. Er arbeitete mit einer Röhre, in der hinter der Kathode – auf der von der Anode abgewandten Seite – nur ein sehr geringer Gasdruck herrschte. Dadurch sank die Wahrscheinlichkeit für Stöße zwischen den Kanalstrahlen und den Gasmolekülen erheblich ab, so daß Thomson das Masse/Ladungsverhältnis für verschiedene positiv geladene Atome und Moleküle sehr genau messen konnte.

Als Thomson 1913 die Kanalstrahlen in Neongas untersuchte, erhielt er zwei unterschiedliche Masse/Ladungsverhältnisse: Der eine Wert war 20mal, der andere 22mal größer als der Standardwert für ein einfach geladenes Wasserstoffatom. Da die elektrischen Ladungen gleich waren, schloß Thomson, daß es sich um zwei unterschiedliche Isotope des Neons handelte – mit den Atomgewichten 20 und 22. Damals lag der Meßwert für das Atomgewicht von Neon bei 20,2. Da dies aber nur ein Mittelwert ist, mußte das Neon in der Erdatmosphäre eine Mischung aus zwei Isotopen sein: 10 Prozent aller Neonatome mußten in Form des schwereren Isotops ^{22}Ne vorliegen und 90 Prozent als ^{20}Ne. (Man beachte, daß 90 Prozent von 20 plus 10 Prozent von 22 gerade dem gemessenen (mittleren) Atomgewicht von 20,2 entsprechen.) Keines dieser Neonisotope ist radioaktiv, so daß der vermutete Zusammenhang zwischen dem Auftreten verschiedener Isotope und der Radioaktivität eines Elements widerlegt war.



Francis Aston mit seinem Massenspektrographen im Cavendish-Laboratorium.

Nach dem Ersten Weltkrieg setzte Thomsons Assistent die Versuche am Cavendish-Laboratorium fort: Francis William Aston (1877–1945). Er benutzte die Strahlablenkung, um ein neues Gerät zur Massenbestimmung bei Isotopen zu entwickeln: den Massenspektrographen. Damit konnte Aston nicht nur die Existenz der schon von Thomson beobachteten Neonisotope bestätigen, sondern vor allem auch viele neue Isotope finden. So entdeckte er zwei Isotope von Chlor (^{35}CL und ^{37}Cl), drei von Silicium (^{28}Si, ^{29}Si und ^{30}Si) drei von Schwefel (^{32}S, ^{33}S und ^{34}S) und ein drittes Neonisotop (^{21}Ne). Tatsächlich findet man bei den meisten leichteren Elementen mehrere nichtradioaktive Isotope. Astons Präzisionsmessungen der Atomgewichte verschiedener Isotope ließen eine bemerkenswerte Gesetzmäßigkeit erkennen: Wenn man Atomgewichte relativ zu 1/16 des Atomgewichts von ^{16}O ausdrückt (oder wie heutzutage zu 1/12 ^{12}C), dann erhält man für die Atomgewichte der reinen Isotope stets annähernd einen ganzzahligen Wert. Im Jahre 1919 stellte Aston diese Regel auf, die schon kurz nach Daltons Untersuchungen als grobe Faustregel galt. So hatte William Prout (1785–1850) bereits 1815 den naheliegenden Schluß gezogen, daß die Atome aller Elemente aus einem elementaren Baustein zusammengesetzt sind – wobei Prout das Wasserstoffatom für den Grundbaustein aller Atome hielt. Dagegen schien lange die Tatsache zu sprechen, daß die Atomgewichte einiger Elemente ganz und gar nicht ganzzahlig waren. So wurde etwa bei Chlor ein Atomgewicht von 35,45 gemessen. Aston konnte aber zeigen, daß zwei verschiedene Isotope, ^{35}Cl und ^{37} Cl, existieren, deren Atomgewichte nahezu bei 35 und 37 liegen und die aufgrund des gemessenen Mittelwerts von 35,45 zu 77,5 Prozent und 22,5 Prozent im natürlichen Chlor vorhanden sein müssen (siehe Tabelle 3.4). Offensichtlich funktionierten Avogadros Hypothese und Astons Regel von den ganzzahligen Atomgewichten hier und in vielen anderen Fällen sehr gut, insbesondere auch bei Atomen mit einem mittleren nicht-ganzzahligen Atomgewicht.

Tabelle 3.4. Atomgewichte der wichtigsten Isotope einiger Elemente

Element	Isotop	Atomgewicht
Wasserstoff	^{1}H	1,007825
	^{2}H	2,01410
Helium	^{4}He	4,0026
Kohlenstoff	^{12}C	12 (per Definition)
	^{13}C	13,00335
Sauerstoff	^{16}O	15,99491
	^{17}O	16,9991
Neon	^{20}Ne	19,99244
	^{21}Ne	20,99395
	^{22}Ne	21,99138
Chlor	^{35}Cl	34,96885
	^{37}Cl	36,9659
Uran	^{235}U	235,0439
	^{238}U	238,0508

Heutzutage können wir die Existenz verschiedener Isotope damit erklären, daß die Atomkerne neben den elektrisch geladenen Teilchen, den Protonen, auch neutrale Bausteine enthalten, die Neutronen. Die Protonenzahl bestimmt dabei die Anzahl der Elektronen in der Atomhülle, die die Kernladung kompensieren, so daß ein Atom gewöhnlich nach außen hin neutral ist. Das chemische Verhalten eines Elements hängt daher letzten Endes von der Zahl der Protonen im Kern ab. Das Wasserstoffatom besitzt 1 Proton, Helium 2 Protonen und Lawrencium sogar 103 Protonen im Kern. Bei den Isotopen eines beliebigen Elements haben alle Atome gleich viele Protonen und Elektronen; sie unterscheiden sich ausschließlich in der Neutronenzahl und dementsprechend natürlich auch im Atomgewicht. Neutronen und Protonen sind etwa gleich schwer (ihre Masse erreicht fast die Masse eines ^{1}H-Atoms), während das Elektron etwa zweitausendmal leichter ist. Das Atomgewicht eines Isotops entspricht daher annähernd der Gesamtzahl von Neutronen und Protonen im jeweiligen Kern – und die ist natürlich ganzzahlig. Von alledem wissen wir erst, seit sich die Kernphysik entwickelt hat – wir werden uns ihren Werdegang im Kapitel zum Atomkern näher ansehen. Dabei werden wir auch auf Ausnahmen von Astons Regel stoßen, die genauso folgenschwer sind wie die Regel selbst.

Wir müssen aber zuvor noch etwas nachtragen: Da die verschiedenen Isotope ein und desselben Elements chemisch kaum zu unterscheiden sind, lassen sie sich auch nicht mit herkömmlichen chemischen Methoden trennen. Aston entwickelte jedoch kurz vor dem Ersten Weltkrieg ein physikalisches Trennverfahren, bei dem er die Atome durch poröse Stoffe wie Pfeifenton diffundieren ließ – wobei die leichten Isotope natürlich etwas schneller waren. Beispielsweise fand er bei Neon eine geringe Anreicherung des leichteren Isotops ^{20}Ne, wenn er das Gas viele Male durch das Material schickte und stets den zuletzt diffundierten Teil verwarf. Vollständig abtrennen ließen sich reine Isotope aber noch nicht. Das gelang erstmals 1932, als Harold Urey (1893–1981) und andere eine Probe „schweren Wassers" in weitgehend reiner Form herstellen konnten. Als „schweres Wasser" bezeichnet man das Oxid von ^{2}H (Deuterium).

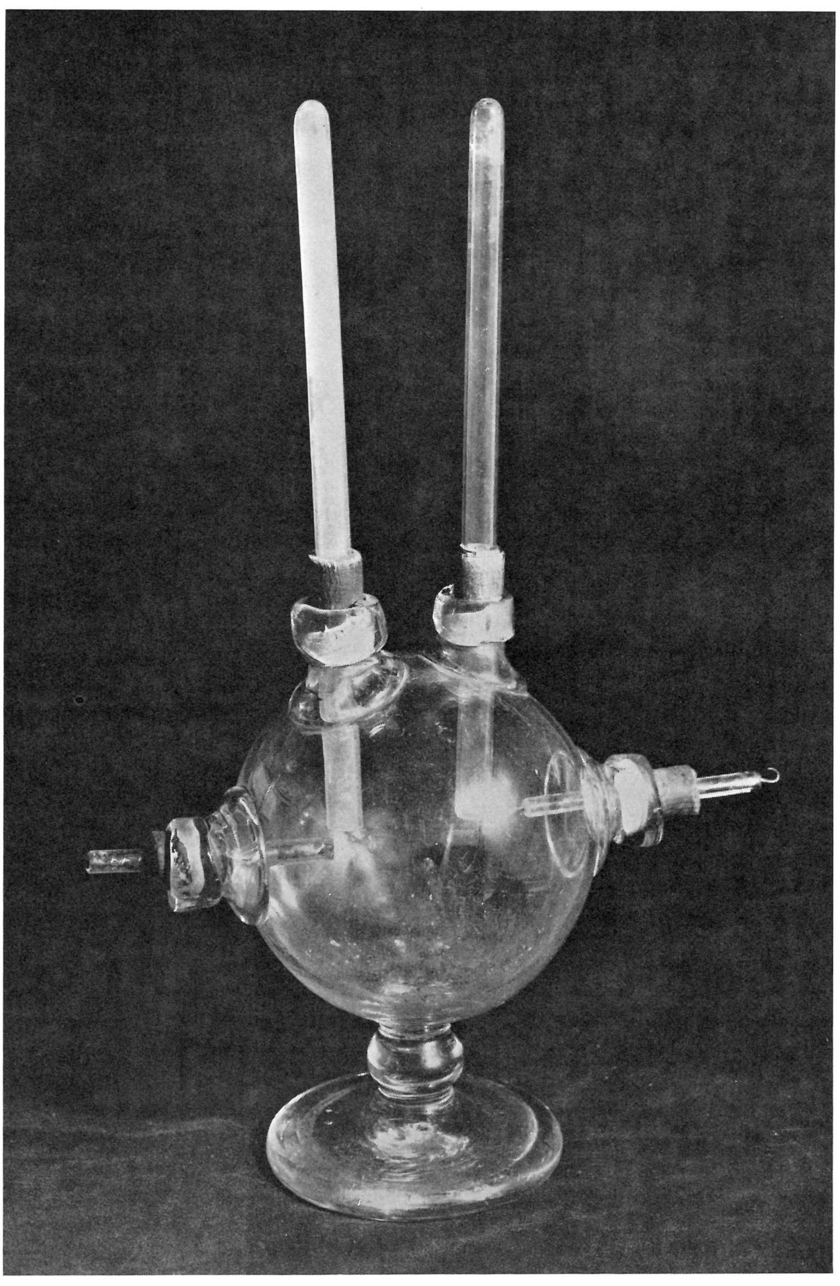
Während des Zweiten Weltkrieges brauchten die Vereinigten Staaten für die Entwicklung der Atombombe dringend das Uranisotop ^{235}U. Das ^{235}U mußte aber dazu von dem häufigeren Isotop ^{238}U abgetrennt werden. Im Rahmen des Manhattan-Projektes benutzte man hier die gleichen Trennverfahren, die am Cavendish-Laboratorium entwickelt worden waren: Neben der Gasdiffusion, die Aston entwickelt hatte, trennte man die Isotope – wie Wien, Thomson und Aston – mit Hilfe der elektromagnetischen Ablenkung. Die Gasdiffusion erwies sich als die praktikablere Lösung und lieferte schließlich das ^{235}U für die Hiroshimabombe. (Die Bombe von Nagasaki enthielt Plutonium.) Heute gibt es einfachere Verfahren, die einen beängstigenden Sprengsatz in sich bergen: Wir leben in einer Welt, in der zu viele Regierungen viel zu leicht ^{235}U und Plutonium für Kernwaffen gewinnen können.

Rückblick: Die Elektrolyse

Eine andere wichtige Eigenschaft der Atome wurde bereits in den ersten Jahrzehnten des vorigen Jahrhunderts gemessen, lange vor der Entdeckung des Elektrons und des Atomkerns. Streng genommen betrifft diese Eigenschaft nicht nur Atome, sondern auch elektrisch geladene Moleküle (sprich Ionen), die in leitenden Flüssigkeiten als Stromträger fungieren. Gemessen wurde schon damals das Verhältnis von Atommasse zur Ionenladung, allerdings nicht mit Hilfe der elektromagnetischen Ablenkung wie in Thomsons Versuch, sondern einfach durch Wiegen des Materials, das sich elektrochemisch an geladenem Metall in einer leitenden Flüssigkeit abscheidet. Man bezeichnet diesen Vorgang als Elektrolyse.

Die Elektrolyse wurde mehr oder weniger durch Zufall entdeckt, als William Nicholson (1753–1815) und Anthony Carlisle (1768–1840) im April des Jahres 1800 die Funktionsweise elektrischer Batterien untersuchten. Um den elektrischen Kontakt zwischen einem Anschlußdraht und der Batterie zu verbessern, benetzten sie die Verbindungsstelle mit einem Tropfen Wasser. Dort, wo der Draht mit dem Wasser in Berührung kam, stiegen zu ihrem Erstaunen Gasblasen auf. Um diesen Vorgang genauer zu untersuchen, tauchten sie die beiden Anschlußdrähte mit dem freien Ende in Wasser. Dabei stellten sie fest, daß sich an dem Drahtende, das mit dem negativem Pol der Batterie verbunden war, Wasserstoffgas bildete; am positiv geladenen Drahtende – der positiven Elektrode – entstand dagegen Sauerstoffgas. Schon bald stellte sich heraus, daß man auch andere chemische Substanzen auf diese Weise zerlegen kann. Die wohl umfassendsten Experimente dazu machte Sir Humphrey Davy (1778–1829), damals Professor für Chemie an der von Rumford kurz zuvor gegründeten Royal Institution. Davy experimentierte mit vielen Salzen, die er teilweise in Schmelze oder in Lösung untersuchte, und sie alle ließen sich durch einen elektrischen Strom aufspalten. Häufig bildete sich an der negativ geladenen Elektrode, der Kathode, ein Metallüberzug, während an der Anode kleine Gasbläschen aufstiegen. Beispielsweise setzt sich bei der Elektrolyse in Kochsalzlösung Natrium an der Kathode ab; an der Anode entsteht Chlorgas. Auf diese Weise entdeckte Davy die Elemente Natrium und Kalium, die in vielen weit verbreiteten Verbindungen enthalten sind, aber nicht als freie Elemente vorkommen, weil sie äußerst reaktionsfreudig sind.

Es dauerte einige Zeit, bis man die Vorgänge bei der Elektrolyse besser durchschaute. Schließlich wußten die Chemiker im frühen 19. Jahrhundert ja noch sehr wenig über Atome und Moleküle, und von den Elektronen war noch nicht die Rede. Hinzu kommt, daß die Elektrolyse ein sehr komplizierter Prozeß ist. Erst nach 1830 fand Michael Faraday (1791–1867) eine weitgehend richtige Erklärung. Faraday hatte ursprünglich das Buchbinderhandwerk gelernt, sich aber immer mehr in die Bücher vertieft, die er zu binden hatte, und so weitergebildet. Er suchte schließlich eine Stelle in einem Laboratorium und machte dann in einem Vorstellungsgespräch auf Davy einen so guten Eindruck, daß er 1812 als Assistent für chemische Experimente eingestellt wurde. 1831 wurde er als Nachfolger Davys zum Direktor der Laboratorien der Royal Institution ernannt und begann dann auch mit seinen berühmten Experimenten zur Elektrizität. Im vorigen Kapitel haben wir bereits seinen Begriff der elektrischen Feldlinien kennengelernt. Eine der wichtigsten Entdeckungen Faradays wollen wir hier der Vollständigkeit halber nennen: die Induktion, bei der durch eine Änderung im Magnetfeld ein elektrisches Feld erzeugt – eben induziert – wird.



Faradays Elektrolyseapparat.

Was wir heute von der Elektrolyse wissen, entspricht in den Grundzügen Faradays Theorie. In Flüssigkeiten wie Wasser werden die elektrisch neutralen Moleküle zu einem bestimmten Bruchteil in positiv und negativ geladene Teilmoleküle dissoziieren, die Faraday Ionen• nannte. Beispielsweise entfallen in reinem Wasser unter normalen Druck- und Temperaturbedingungen auf eine Milliarde Moleküle im Mittel 1,8 Ionen, wobei ein Wassermolekül in ein positives Wasserstoffion, H^+, und ein negatives Hydroxylion, OH^-, dissoziiert – aus recht komplizierten Gründen. Seit der Entdeckung des Elektrons wissen wir nun, daß positive Ionen gerade solche Atome oder Moleküle sind, die ein oder mehrere Elektronen verloren haben (bei H^+ fehlt nur ein Elektron). Negativ geladene Ionen wie OH^- haben dagegen ein oder mehrere Elektronen hinzubekommen. Faradays Theorie kam freilich auch ohne diese Details zu richtigen Grundaussagen.

• Faraday führte die Begriffe Ion, Elektrode, Anion, Kation, Anode und Kathode ein. Ein Anion ist nichts anderes als ein negatives Ion, das zur Anode wandert;, entsprechend ist ein Kation positiv geladen. Aber diese Bezeichnungen stammen nicht von ihm selbst, sondern von William Whewell, der damals Leiter des Trinity College in Cambridge war. Auf Faradays Bitte hin leitete er die Bezeichnungen aus dem Griechischen her: Ion bedeutet dabei so viel wie „wanderndes Teilchen", die Bezeichnungen Anode und Kathode gehen auf das griechische *ana* (hinauf) und *kata* (hinab) und *hodos* (Weg) zurück, bedeuten also soviel wie Weg hinauf beziehungsweise hinab. Übrigens kommt natürlich auch der Begriff Elektrolyse aus dem Griechischen, nämlich von *elektron* und *lyein* (lösen).

Betrachten wir nun folgendes Experiment: Zwei leitende Drähte sind an den positiven beziehungsweise negativen Pol einer Batterie angeschlossen und mit dem anderen, freien Ende in eine Flüssigkeit getaucht. Das negativ geladene Ende ist also Kathode, das andere Anode. Die Kathode wird natürlich alle positiven Ionen in ihrer unmittelbaren Nachbarschaft anziehen. Beim Kontakt nehmen diese Ionen von der Batterie negative elektrische Ladung auf (wie wir heute wissen in Form von Elektronen). Sie werden dadurch wieder zu neutralen Molekülen. Bei der Elektrolyse von Wasser beispielsweise spielt sich an der Kathode die folgende chemische Reaktion ab.

$$2H^+ + 2e^- \rightarrow H_2.$$

Das heißt, stets sind zwei Elektronen und zwei Wasserstoffionen an dem elektrolytischen Vorgang beteiligt, bei dem ein Wassermolekül entsteht, das ja – wie Avogadro entdeckte – zwei Wasserstoffatome enthält. Ähnlich wie die positiven Ionen ihre Ladung an die Kathode abgeben, übertragen die negativen Ionen ihre Ladung auf die Anode. Diese negative Ladung fließt dann wieder zur Batterie, und auch die negativen Ionen werden so wieder zu neutralen Molekülen. Bei der Elektrolyse in Wasser lautet die Reaktionsgleichung für die Anode:

$$4OH^- \rightarrow 2H_2O + O_2 + 4e^-.$$

An der Kathode steigen Wasserstoffblasen, an der Anode Sauerstoffblasen auf. Beide Reaktionen zusammen erzeugen an der Kathode einen Mangel an positiven Ionen, während es bei der Anode umgekehrt an negativen Ionen fehlt. Dadurch werden ständig neue Ionen zu den Elektroden hingezogen, so daß die Elektrolyse in Gang bleibt. Die negative Ladung, die über die Anode an die Batterie abgegeben wird, wandert von dort über den positiven zum negativen Pol zurück, wie ein gewöhnlicher elektrischer Strom, der durch Drähte und Batterie fließt. Die Stromstärke läßt sich leicht mit einem Amperemeter (Drehspulinstrument) messen – das eigentlich aufgrund der magnetischen Kraft ausschlägt, die der Strom erzeugt.

Nach dem gleichen Muster läuft die Elektrolyse in anderen Substanzen ab. Bei Silberchlorid zum Beispiel zerfällt das Molekül AgCl in die Ionen Ag^+ und Cl^-. (Ag ist das chemische Symbol für Silber, Cl für Chlor.) Die Reaktionen, die an der positiven und negativen Elektrode ablaufen, lauten also:

$$Ag^+ + e^- \rightarrow Ag$$

und

$$2Cl^- \rightarrow 2e^- + Cl_2.$$

Chlor tritt dabei als zweiatomiges Gas auf; das Silber hingegen überzieht als atomare Schicht die Kathode.

Bei all diesen Reaktionen hängt die Anzahl der an den Elektroden entstehenden Moleküle davon ab, welche Ladung während des Versuchs durch Drähte und Batterie geflossen ist. Als Ladungseinheit können wir dann einfach diejenige Ladung wählen, die man benötigen würde, um bei der Elektrolyse von Silberchlorid ein Silberatom abzuscheiden. Für ein zweiatomiges Chlormolekül wären dann zwei Ladungseinheiten erforderlich, und bei der Elektrolyse von Wasser würde man entsprechend zwei und vier Einheiten benötigen, um je ein Wasserstoff- und Sauerstoffmolekül (nicht Atom) zu erzeugen. Diese elektrolytische Ladungseinheit ist heute als Elementarladung bekannt – sie entspricht dem Betrag der Elektronenladung. Für Faraday war es nur eine bestimmte, minimale Ladungsmenge, die bei der Elektrolyse zwischen den Ionen und den Elektroden ausgetauscht wird. Und in diesem Sinne verstand auch Stoney 1874 den Begriff Elektron: als elektrische Grundeinheit bei der Elekrolyse.

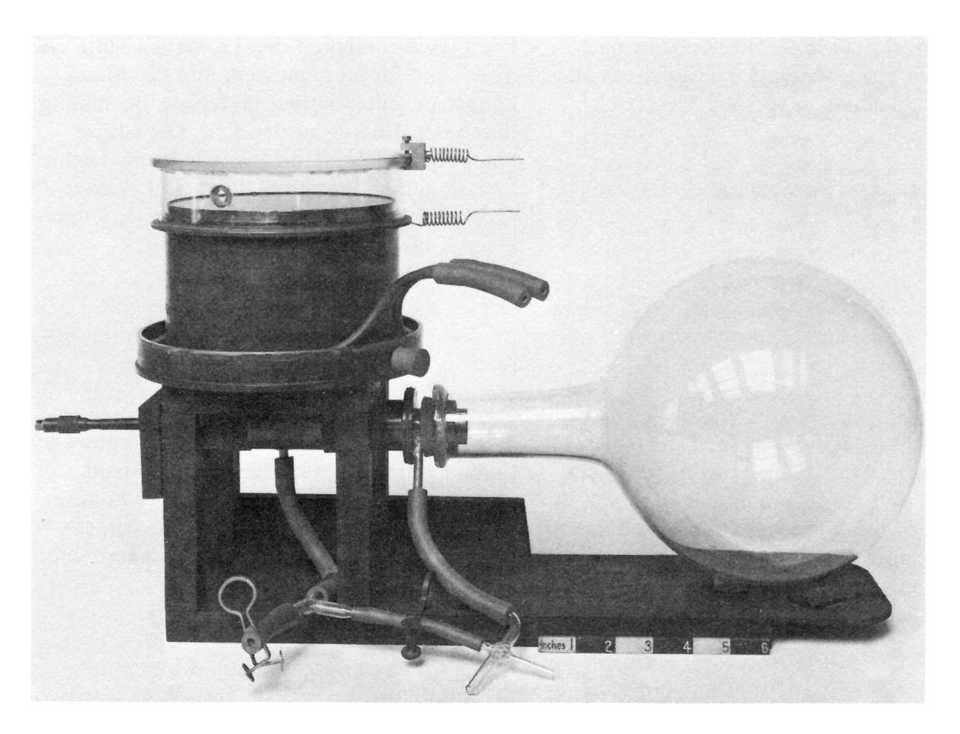
Faradays Vorstellungen von der Elektrolyse beruhten auf seinen Meßwerten für die Mengenverhältnisse, in denen jeweils Substanzen an Kathode und Anode gebildet wurden. So erzeugt ein beliebiger Strom bei der Elektrolyse von Wasser stets achtmal mehr Sauerstoff als Wasserstoff – bezogen auf die Massen. Das aber ist genau dann zu erwarten, wenn für jedes Sauerstoffmolekül 4 und für jedes Wasserstoffmolekül 2 elektrolytische Einheiten gebraucht werden. Daher wird ein bestimmter Strom stets doppelt so viele Wasserstoffmoleküle wie Sauerstoffmoleküle liefern. Da die Masse des Sauerstoffmoleküls 16mal größer als die des Wasserstoffmoleküls ist, müssen pro Gramm Wasserstoff also $1/2 \times 16 = 8$ Gramm Sauerstoff entstehen.

Faraday konnte seine elektrolytische Ladungseinheit ebensowenig in Coulomb umrechnen, wie Dalton die Einheit für das Atomgewicht in Gramm oder anderen absoluten Masseneinheiten angeben konnte. Aber jetzt bestand immerhin die Möglichkeit, das Verhältnis von Masse und Ladung zu ermitteln – einfach indem man das auf der Kathode abgelagerte Silber wog, das bei der Elektrolyse von Silberchlorid entstand. Es zeigte sich, daß sich bei einem Strom von 1 Ampere in jeder Sekunde 10^{-6} Kilogramm Silber abscheiden – bei wachsender Stromstärke und längeren Zeiten nimmt das Gewicht entsprechend zu. Da pro Ladungseinheit per Definition ein Silberatom entsteht, muß die Zahl der Silberatome in 10^{-6} Kilogramm Silber gerade mit der Anzahl der Ladungseinheiten identisch sein, die ein Strom von 1 Ampere in einer Sekunde transportiert. Wir kennen diese Ladung bereits, denn 1 Ampere mal 1 Sekunde ist per Definition gerade 1 Coulomb. Daher erhält man für das Verhältnis zwischen Masse und Ladung des Silberatoms etwa 10^{-6} Kilogramm pro Coulomb. Daraus läßt sich dann auch das Masse/Ladungsverhältnis für ein Wasserstoffatom angeben, denn wir wissen, daß ein Silberatom 108mal schwerer ist als ein Wasserstoffatom. Für Wasserstoff ergibt sich somit ein Masse/Ladungsverhältnis von etwa 10^{-8} Kilogramm pro Coulomb.

Gewöhnlich gibt man dieses Verhältnis etwas anders an. Wie bereits erwähnt enthält ein Mol einer beliebigen Substanz stets die gleiche Zahl von Molekülen, so daß man die elektrische Ladungsmenge, mit der ein Mol von einer Substanz erzeugt werden kann, proportional zur Anzahl der elektrischen Einheiten ist, die man zur Abscheidung eines einzelnen Moleküls braucht – also 1 für Silber, 2 für Wasserstoff und Chlor, 4 für Sauerstoff und so fort. Die Ladungsmenge entspricht dem Produkt aus dieser Anzahl und einer Universalkonstanten, die man Faradaykonstante nennt. Sie ist nichts anderes als die elektrische Ladung pro elektrolytischer Einheit mal der Avogadroschen Zahl (für die Anzahl der Moleküle pro Mol). Am Ende des 19. Jahrhunderts war die Faradaykonstante schon ziemlich genau bekannt – der Wert lag bei 96 850 Coulomb pro Mol, (gegenüber heute 96 485 C/mol). Da das Wasserstoffatom ein Atomgewicht von 1,008 hat und ein Mol Wasserstoff folglich gleich 1,008 Gramm oder $1{,}008 \times 10^{-3}$ Kilogramm entspricht, ergibt sich das Verhältnis zwischen seiner Masse und seiner elektrischen Ladung zu

$$1{,}008 \times 10^{-3}/96580 = 1{,}044 \times 10^{-8}\ \mathrm{kg/C}.$$

Nach Thomsons Entdeckung des Elektrons lag es natürlich nahe, die elektrolytische Ladungseinheit einfach mit der Elektronenladung gleichzusetzen. Damit entsprachen die $1{,}044 \times 10^{-8}$ kg/C also dem Verhältnis zwischen der Masse des Wasserstoffatoms und der Elektronenladung. Dieser Wert und das Masse/Ladungsverhältnis für Elektronen von etwa 10^{-11} kg/C führten Thomson zu dem Schluß, daß Atome einige tausendmal schwerer sein müßten als Elektronen.



Die Nebelkammer, mit der C. T. R. Wilson die Spuren geladener Teilchen sichtbar machen konnte.

Die ersten Meßwerte für die Elektronenladung

Gemessen wurde die Ladung des Elektrons schließlich in einer Reihe von Experimenten, die Thomson und seine beiden Mitarbeiter J. S. E. Townsend (1868–1957) und H. A. Wilson (1874–1964) am Cavendish-Laboratorium machten. Ein Student Thomsons, Charles Thomson Rees Wilson (1869–1959) hatte kurz zuvor entdeckt, daß Ionen als Kondensationskeime wirken: In feuchter Luft (die mit Wasserdampf gerade gesättigt ist) kondensieren an den Ionen kleine Wassertröpfchen aus, ganz so, wie man es auch bei Staubkörnern beobachtet. Wilsons Untersuchungen führten schließlich zur Entwicklung der Nebelkammer, mit der man geladene Teilchen nachweisen konnte. Beim Eintritt in die Kammer erzeugen diese Teilchen längs ihrer Bahn eine Kette winziger Wassertröpfchen. Um die entstehenden Wassertröpfchen als Teilchenspur sichtbar zu machen, mußte man die Kammer mit Licht bestrahlen – dann blitzten nur die Tröpfchen hell auf. Die Wilsonkammer hat beim Nachweis der subatomaren Teilchen eine entscheidende Rolle gespielt. Für uns ist vorläufig nur wichtig, daß sich die Wassertröpfchen an einzelnen Ionen bilden. Wenn man nämlich das Ladungs/Masseverhältnis dieser Tröpfchen kennt und zusätzlich ihre Größe messen kann, dann erhält man daraus auch einen Wert für die Ladung des jeweiligen Ions und die Elektronenladung.

Townsend arbeitete mit Gasen, die er bei der Elektrolyse gewonnen hatte und die von Natur aus Ionen enthielten. Die Wassertröpfchen, die an diesen Ionen auskondensierten, waren allerdings viel zu klein, um ihre Größe direkt zu messen. Deshalb ging Townsend einen indirekten Weg, indem er die Fallgeschwindigkeit der Tröpfchen maß – eine Methode, die später bei vielen anderen Messungen der Elektronenladung genutzt wurde. Durch die Schwerkraft wird sich ein fallendes Tröpfchen nur beschleunigen, solange es nicht durch Reibung in der Luft gebremst wird. Durch die Zähigkeit oder Viskosität der Luft wird der Fall gerade so verlangsamt, daß der Tropfen mit konstanter

Geschwindigkeit absinkt. Die Kraft ist nach Newton gleich der Masse des Tröpfchens mal der Fallbeschleunigung von 9,8 Meter/sek^2:

$$\text{Gewichtskraft auf ein Tröpfchen} = \text{Masse des Tröpfchens} \times 9{,}8\ \text{m/sek}^2.$$

Die Geschwindigkeit der Tröpfchen hatte Townsend direkt gemessen, und die Masse konnte er anhand einer einfachen Beziehung durch den Radius ausdrücken. Die Masse eines Körpers ist ja nichts anderes als Dichte mal Volumen. Aus der Dichte von Wasser (10^3kg/m^3) und der Formel für das Volumen einer Kugel erhalten wir:

$$\text{Masse des Tröpfchens} = \frac{4\pi}{3} \times (\text{Radius des Tröpfchens})^3 \times \text{Dichte des Wassers}.$$

Der Reibungswiderstand in der Luft hängt vom Radius und der Fallgeschwindigkeit des Tröpfchens ab – ein Zusammenhang, den Sir George Stokes (1819–1903) bereits im Jahre 1851 in einer theoretischen Arbeit formuliert hatte. Nach dem Stokesschen Gesetz ist die

$$\begin{matrix}\text{Reibungskraft}\\ \text{auf ein Tröpfchen}\end{matrix} = 6\pi\eta \times \begin{matrix}\text{Radius}\\ \text{des Tröpfchens}\end{matrix} \times \begin{matrix}\text{Geschwindigkeit}\\ \text{des Tröpfchens}\end{matrix},$$

wobei der griechische Buchstabe η die Viskosität kennzeichnet, die für Luft (bei Zimmertemperatur) den Wert $1{,}82 \times 10^{-5}$ Nsek/m^2 hat. (Sie läßt sich auf verschiedene Weise messen, beispielsweise indem man die Fallzeit bei Teilchen mit bekannter Größe mißt). Die Reibungskraft wirkt natürlich entgegengesetzt zur Fallrichtung der Tröpfchen. Bei einer bestimmten Geschwindigkeit stellt sich dann aber ein Gleichgewicht zwischen Schwerkraft und Reibungskraft ein: Das fallende Tröpfchen beschleunigt sich nur solange, bis seine Geschwindigkeit den Wert erreicht, bei dem die Reibungskraft gerade den gleichen Betrag erreicht wie die Schwerkraft. Da sich dann beide Kräfte kompensieren, fällt das Tröpfchen von nun an mit konstanter Geschwindigkeit. Somit können wir die rechten Seiten unserer Formeln gleichsetzen:

$$\begin{matrix}\text{Masse}\\ \text{des Tröpfchens}\end{matrix} \times 9{,}8\ \text{m/sek}^2 = 6\pi\eta \times \begin{matrix}\text{Radius}\\ \text{des Tröpfchens}\end{matrix} \times \begin{matrix}\text{Geschwindigkeit}\\ \text{des Tröpfchens}\end{matrix}.$$

Wir haben damit zwei Gleichungen mit zwei Unbekannten, die sich leicht lösen lassen (siehe Anhang G). Auf diese Weise konnte Townsend einen Mittelwert für die Masse der Tröpfchen in absinkendem Wasserdampf berechnen.

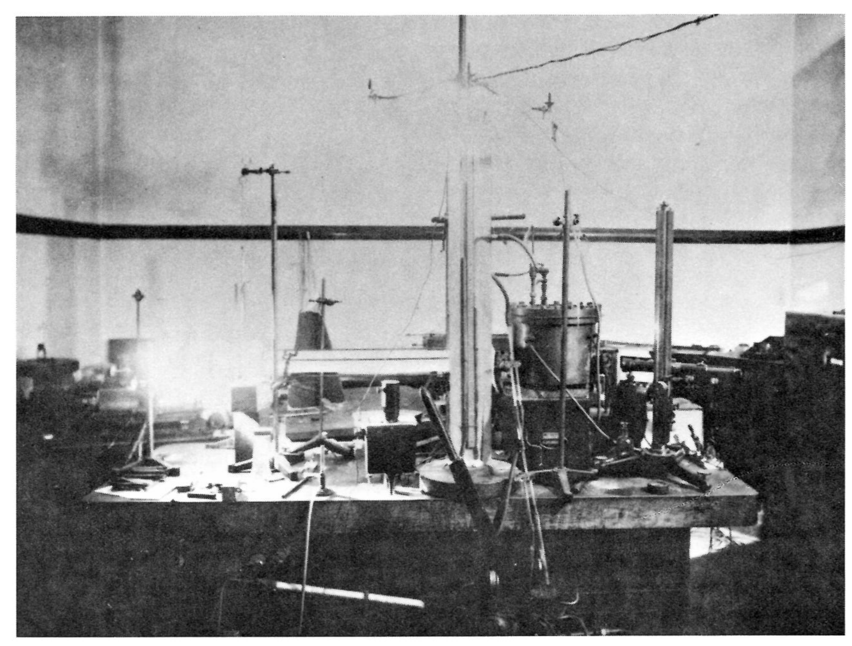
Anschließend leitete er die Nebeltröpfchen mitsamt den darin enthaltenen Ionen in Schwefelsäure ein, wo sie absorbiert wurden. Townsend konnte nun messen, wie stark das Gewicht der Säure durch das absorbierte Wasser zugenommen hatte und welche Ladung die positiven und negativen Ionen in den Wassertröpfchen insgesamt an die Säure abgegeben hatten. Das Verhältnis dieser beiden Meßwerte entsprach dem gesuchten Masse/Ladungsverhältnis der Tröpfchen. Um daraus die Ladung der Ionen zu erhalten, brauchte Townsend nur noch mit der Tröpfchenmasse zu multiplizieren. So erhielt Townsend für die Ladung der positiven Ionen seines Gases $0{,}9 \times 10^{-19}$ Coulomb und für die negativen Ionen $-1{,}0 \times 10^{-19}$ Coulomb. Daß die Werte um 10 Prozent abwichen, war leicht mit Meßfehlern zu erklären.

Thomson bestimmte die Elektronenladung in einem etwas abgewandelten Experiment. Zunächst bestrahlte er Luftmoleküle mit Röntgenstrahlen, um die nötigen Ionen zu erzeugen. Um Masse und Ladung der Wassertröpfchen zu bestimmen, leitete er sie jedoch nicht in Schwefelsäure ein, sondern bestimmte beides auf einem sehr indirekten Weg. Dabei maß er die elektrische Leitfähigkeit der Luft und die Temperaturabnahme

während der Expansion feuchter Luft, aus der die Wassertröpfchen gewonnen wurden. Die Größe der Tröpfchen bestimmte Thomson wie Townsend, indem er die Fallzeit der Wasserdampfwolke maß. Im Jahre 1898 erhielt er eine Ionenladung von 2×10^{-19} Coulomb, und 1901 – mit verbesserter Meßtechnik – einen Wert von $1{,}1 \times 10^{-19}$ Coulomb.

Auch H. A. Wilson erzeugte die Ionen mit Hilfe von Röntgenstrahlen, aber anders als Thomson setzte er die Wassertröpfchen einem starken elektrischen Feld aus, das senkrecht nach unten gerichtet war. Bei ausgeschaltetem Feld konnte Wilson wie zuvor Townsend und Thomson anhand der Fallzeit der Wolke Größe und Masse der Wassertröpfchen bestimmen. Bei eingeschaltetem Feld wirkten drei Kräfte auf die Tröpfchen: die Schwerkraft (sie hängt von der zuvor bestimmten Tröpfchenmasse ab), die viskose Reibung der Luft, (die sich aus dem zuvor bestimmten Radius der Tröpfchen und der beobachteten Geschwindigkeit ergibt), und schließlich die elektrische Kraft (die nichts anderes ist als das Produkt aus der elektrischen Ladung des Tröpfchens mal dem elektrischen Feld und das Absinken zusätzlich verlangsamt oder beschleunigt, je nachdem, ob die Ionen negativ oder positiv geladen sind). Wieder wird die Geschwindigkeit der Tröpfchen einen konstanten Wert erreichen, wenn alle drei Kräfte im Gleichgewicht sind; unter solchen Bedingungen läßt sich die einzige, immer noch unbekannte Größe, nämlich die Ladung ausrechnen – das ist im Anhang G vorgeführt. Für die Ladung gab Wilson 1903 einen Wert von $1{,}03 \times 10^{-19}$ Coulomb an.

All diese Ergebnisse stimmten untereinander zwar einigermaßen überein, doch für sehr genau hielt man sie nicht – zu Recht. Wie wir bald sehen werden, liegt die Ladung des Elektrons um 60 Prozent höher. Immerhin war aber nun ein Beweis für die atomare Komponente der Elektrizität gelungen, der viele Skeptiker wie Mach von der Existenz der Atome überzeugte. So berichten I. B. Cohen und G. Holton, daß Wilhelm Ostwald (1853–1932) ein führender Gegner des Atomismus war. In seinem 1908 herausgegebenen Band aus der Reihe *Ostwald's Klassiker der exakten Wissenschaften* bekannte Ostwald, er sei jetzt davon überzeugt, daß seit kurzem der experimentelle Beweis für die „diskrete" oder „körnige Natur" der Materie erbracht sei, nach dem die Atomhypothese seit Jahrhunderten und Jahrtausenden vergeblich gesucht habe. Ostwald bezog sich dabei auf Perrins Versuche zur Brownschen Molekularbewegung und auf Thomsons Messung der Elementarladung des Elektrons.



Millikans Apparatur für seine Öltröpfchenversuche.

Wir kommen nun in das Jahr 1906, als Millikan daranging, die Ladung des Elektrons genauer zu messen, als es bei den Experimenten am Cavendish-Laboratorium möglich gewesen war. Zunächst wiederholte er einfach das Experiment von H. A. Wilson, führte jedoch schon kurz darauf eine entscheidende Verbesserung ein.• Statt Wassertröpfchen

• Im Juni 1982 erschien ein sehr bemerkenswertes Dokument in der Zeitschrift *Physics Today,* das einige Zweifel an Millikans führender Rolle bei diesen Experimenten aufkommen läßt. Harvey Fletcher ▸

beobachtete er Öltröpfchen („das beste Uhrenöl"), die er mit einem Zerstäuber in seine Apparatur sprühte. Damit war eine Fehlerquelle beseitigt: die Verdunstung an der Oberfläche der Tröpfchen; bei den Öltröpfchen blieb die Masse während des gesamten Versuches konstant. Vor allem aber stellte Millikan fest, daß man einen einzelnen Tropfen viel genauer beobachten kann als eine Wolke, wenn man seine Auf- und Abwärtsbewegung bei abwechselnd aus- und eingeschaltetem Feld verfolgt. Für jedes Aufsteigen und Absinken konnte man die elektrische Ladung aus den entsprechenden Geschwindigkeiten berechnen, genauso wie bei Wilsons Versuch (siehe wieder Anhang G).

Wir wollen nun eine Einzelmessung genauer betrachten: den Tropfen Nummer 6 in Millikans Arbeit[1] von 1911. Bei ausgeschaltetem elektrischen Feld fiel der Tropfen durchschnittlich 0,01021 Meter in 11,88 Sekunden. Seine Geschwindigkeit betrug also 0,01021 m/11,88 sek. oder $8{,}59 \times 10^{-4}$ m/sek. Für die Viskosität der Luft setzte Millikan den Wert $1{,}825 \times 10^{-5}$ Nsek/m² an; die Dichte des Öls lag bei $0{,}9199 \times 10^{3}$ Kilogramm pro Kubikmeter. Aus diesen Werten berechnete Millikan den Tröpfchenradius zu $2{,}76 \times 10^{-6}$ Meter und die entsprechende Masse zu $8{,}10 \times 10^{-14}$ Kilogramm ($0{,}9199 \times 10^{3}$ kg/m³ $\times$ $4\pi/3 \times (2{,}76 \times 10^{-6}\text{m})^3$). Um Millikans Rechnung nachzuvollziehen, müssen wir zunächst beachten, daß die Schwerkraft gleich Masse mal Fallbeschleunigung ist, also

$$8{,}10 \times 10^{-14}\,\text{kg} \times 9{,}8\,\text{m/sek}^2 = 7{,}9 \times 10^{-13}\,\text{N},$$

und daß die Reibungskraft nach dem Stokesschen Gesetz

$$6\pi \times (1{,}825 \times 10^{-5}\,\text{N sek/m}^2) \times (2{,}76 \times 10^{-6}\,\text{m}) \times (8{,}59 \times 10^{-4}\,\text{m/sek}) = 8{,}1 \times 10^{-13}\,\text{N}$$

beträgt. Die geringe Abweichung zwischen beiden Werten beruht im wesentlichen darauf, daß das Stokessche Gesetz beim Millikan-Versuch nur in modifizierter Form gilt, weil sich die Luft, die das winzige Tröpfchen umströmt, nicht exakt wie eine ruhende Flüssigkeit verhält.

In einem elektrischen Feld von $3{,}18 \times 10^{5}$ Volt pro Meter schaffte dieser Tropfen bei seinem ersten Aufstieg in einer Zeit von 80,708 Sekunden eine Strecke von 0,01021 Meter. Seine Geschwindigkeit betrug also $1{,}26 \times 10^{-4}$ m/sek. Da es sich immer um ein und denselben Tropfen handelte, mußte die Reibungskraft wesentlich kleiner geworden sein, und zwar um einen Faktor, der gerade dem Verhältnis der Geschwindigkeiten entsprach. Das heißt, die

$$\text{Reibungskraft} = \frac{1{,}26 \times 10^{-4}\,\text{m/sek}}{8{,}59 \times 10^{-4}\,\text{m/sek}} \times 8{,}1 \times 10^{-13}\,\text{N} = 1{,}2 \times 10^{-13}\,\text{N}.$$

▸ (1884–1981) beteiligte sich im Rahmen seiner Doktorarbeit auf Vorschlag Millikans an den Experimenten zur Bestimmung der Elementarladung. Unter anderem verfaßte er gemeinsam mit Millikan dazu einige frühere Arbeiten. Einem Freund hinterließ Fletcher ein Manuskript mit dem Vermächtnis, es nach seinem Tode zu veröffentlichen. In diesem jetzt publizierten Dokument erhebt Fletcher den Anspruch, als erster den Öltröpfchenversuch ausgeführt und als erster die Ladung einzelner Tröpfchen gemessen zu haben. Vermutlich hat er dann auch als erster Öl als bessere Alternative zu Wasser vorgeschlagen. Wie Fletcher berichtet, hatte er erwartet, in dem entscheidenden ersten Artikel über die Messung der Elementarladung als Koautor von Millikan genannt zu werden – aber das hat ihm Millikan damals ausgeredet.

Solange der Tropfen aufstieg, wirkte die Reibungskraft nach unten, so daß sie zusammen mit der Schwerkraft eine resultierende Abwärtskraft von $(7{,}9 + 1{,}2) \times 10^{-13}$ Newton, also $9{,}1 \times 10^{-13}$ Newton ergab. Dieser Betrag wurde, solange der Tropfen in der Schwebe blieb, durch die nach oben gerichtete elektrische Kraft kompensiert, deren Betrag gerade der unbekannten Ladung mal dem elektrischen Feld von $3{,}18 \times 10^5$ Volt pro Meter entsprechen mußte. Folglich sollte die Ladung des Öltröpfchens

$$\frac{9{,}1 \times 10^{-13}}{3{,}18 \times 10^5} = 29 \times 10^{-19}\,\mathrm{C}$$

betragen. Tatsächlich fand Millikan – aufgrund einiger Korrekturen – einen genaueren Wert von $29{,}87 \times 10^{-19}$ Coulomb für die Ladung des aufsteigenden Tröpfchens.•

Millikan erhielt für das Öltröpfchen Nummer 6 aus den Meßwerten für verschiedene Aufstiegsphasen im eingeschalteten elektrischen Feld nacheinander folgende elektrische Ladungen – hier in Einheiten von 10^{-19} Coulomb umgerechnet: 29,87, 39,86, 28,25, 29,91, 34,91, 36,59, 28,28, 34,95, 39,97, 26,65, 41,74, 30,00 und 33,35. Diese Ladungen sind jeweils ein Vielfaches der Elementarladung, aber es ist keineswegs leicht zu sehen, daß es stets ein ganzzahliges Vielfaches ist. Wenn wir jedoch die Differenzen von Ladung zu Ladung verfolgen, werden die Werte schon übersichtlicher – in Einheiten von 10^{-19} Coulomb betragen die Differenzen: 9,99, −11,61, 1,66, 5,00, 1,68, −8,31, 6,67, 5,02, −13,32, 15,09, −11,74 und 3,35. Es ist nun nicht mehr so schwer zu erkennen, daß die Ladungsdifferenzen ganzzahlige Vielfache einer minimalen Ladung von ungefähr $1{,}665 \times 10^{-19}$ sind. Bezogen auf diesen Wert erhalten wir für die obigen Ladungsänderungen des Öltröpfchens die folgenden Multiplikatoren: 5,95, −6,97, 1,00, 3,00, 1,01, −4,99, 4,01, 3,02, 8,00, 9,06, −7,05 und 2,01. Daraus ist zu schließen, daß das Elektron eine Ladung von annähernd $1{,}665 \times 10^{-19}$ Coulomb besitzt, denn das Öltröpfchen hat im Versuch offenbar von Aufstieg zu Aufstieg teils Elektronen oder negative Ionen verloren, teils gewonnen; zunächst gingen sechs Elektronen verloren, dann kamen sieben hinzu, dann gingen eines, drei, und schließlich noch eines verloren, bevor fünf dazukamen und so fort.

Indem Millikan dieses Experiment für viele Öltröpfchen wiederholte, erhielt er einen mittleren Wert für die Elementarladung des Elektrons, nämlich $1{,}592 \times 10^{-19}$ Coulomb, bei einer Meßungenauigkeit von $0{,}003 \times 10^{-19}$ Coulomb. Das war damals der bei weitem genaueste Wert für die Elementarladung, den man direkt oder indirekt gemessen hatte. Fast noch wichtiger war jedoch das Meßprinzip: Indem Millikan das Öltröpfchen über viele Auf- und Abstiege hinweg verfolgte, konnte er genau feststellen, wieviele Elektronen es gewann oder verlor. Und manchmal war es eben auch ein einziges Elektron, was erstmals Einzelmessungen der Elektronenladung erlaubte. Townsend, Thomson und Wilson hatten ja mit ihren Messungen am Cavendish-Laboratorium nur die durchschnittliche Ionenladung für die Tröpfchen in ihren Wasserdampfwolken bestimmen können, wobei die Messungen eine große Schwankungsbreite für die Ladungen einzelner Ionen und Elektronen noch nicht ausschlossen. Nach Millikans Versuch

• Ich habe die ursprünglichen Ergebnisse Millikans etwas anders angegeben als in der Originalarbeit, wo beispielsweise Ladungswerte in elektrostatischen Einheiten ausgedrückt sind; ich habe sie in Coulomb umgerechnet, weil ich im folgenden nur noch diese Einheit verwenden möchte. Millikan berechnete genau genommen auch nicht die elektrische Ladung des Öltröpfchens, wenn es sich jedesmal im elektrischen Feld nach oben bewegte. Statt dessen gab er Werte für bestimmte Größen an, die bei der Ladungsberechnung auftauchen und die sich von einem Aufstieg zum nächsten ändern, wobei er bestimmte Faktoren wegließ, die für ein spezielles Tröpfchen konstant blieben. Ich habe diese Faktoren benutzt, um die elektrischen Ladungen zu berechnen, die bei dem Versuch auftraten und die Millikan auf dieselbe Weise hätte bestimmen können. Weggelassen habe ich hier eine geringe Korrektur, mit der Millikan dem Auftrieb der Luft Rechnung trug.

war diese Möglichkeit ausgeschlossen: Jedesmal wenn ein Öltröpfchen eine elektrische Ladung hinzubekam oder verlor, war dies offenbar ein ganzzahliges Vielfaches ein und derselben Elementarladung• – mit einem halben Prozent Fehlerschwankung.

Millikan rechnete aus seinem Wert für die Ladung des Elektrons auch gleich die wichtigsten anderen atomaren Parameter aus. Insbesondere benutzte er die Faradaykonstante (Avogadrosche Zahl mal Elementarladung), die man bei der Elektrolyse zu 96 500 Coulomb pro Mol gemessen hatte. Millikan brauchte diesen Wert nur durch die Elementarladung ($1{,}592 \times 10^{-19}$) zu teilen, um die Avogadrosche Zahl zu erhalten: $6{,}062 \times 10^{23}$ Moleküle pro Mol. Entsprechend ließ sich jetzt auch die Masse eines Wasserstoffions abschätzen: Die Elektrolyse hatte für das Masse/Ladungsvrhältnis einen Wert von $1{,}045 \times 10^{-8}$ Kilogramm pro Coulomb geliefert. Multipliziert mit der Elementarladung von $1{,}592 \times 10^{-19}$ Coulomb ergibt sich für die Masse des Wasserstoffions also $1{,}663 \times 10^{-27}$ Kilogramm. Mit dem bekannten Wert für das Masse/Ladungsverhältnis des Elektrons von $0{,}54 \times 10^{-11}$ Kilogramm pro Coulomb findet man auch leicht die Elektronenmasse: 9×10^{-31} Kilogramm, indem man das Masse/Ladungsverhältnis ebenfalls mit der Elementarladung multipliziert.

Daraus war nun auch ohne weiteres die Größe verschiedener Atome abzuschätzen. Zum Beispiel hat Gold das Atomgewicht 197, Wasserstoff 1,008. Folglich muß das Goldatom eine Masse von 197/1,008 mal der des Wasserstoffatoms besitzen, also $3{,}250 \times 10^{-25}$ Kilogramm. Da die Dichte von Gold $1{,}93 \times 10^{4}$ Kilogramm pro Kubikmeter beträgt, muß ein Kubikmeter $1{,}93 \times 10^{4}/3{,}250 \times 10^{-25} = 5{,}94 \times 10^{28}$ Goldatome enthalten. Das heißt, jedes Goldatom hat ein Volumen von 1 geteilt durch $5{,}94 \times 10^{28} = 1{,}68 \times 10^{-29}$ Kubikmeter. Ziehen wir daraus die Kubikwurzel, sollten wir ungefähr die atomaren Abmessungen erhalten, sofern die Goldatome dicht gepackt sind; ihr Durchmesser sollte also bei $2{,}6 \times 10^{-10}$ Metern liegen.

Für viele Jahre blieb Millikans Meßwert für die Elementarladung die genaueste Berechnungsgrundlage für atomare Größen. Eine entscheidende Änderung trat ein, als man in den dreißiger Jahren die Viskosität der Luft neu bestimmte. Gegenwärtig liegt der genaueste Wert für die Elementarladung bei $1{,}6021892 \times 10^{-19}$ Coulomb, bei einem Fehler von $4{,}6 \times 10^{-25}$ C, der also nur die beiden letzten Dezimalstellen betrifft. Der heutige Wert weicht also nicht einmal um 1 Prozent von Millikans Resultat aus dem Jahre 1913 ab.

• Wie Holton anhand von Millikans Notizbüchern zeigen konnte, hat Millikan nur ganz bestimmte Öltröpfchen für seine Veröffentlichung ausgewählt. Dagegen fand Felix Ehrenhaft von der Universität Wien immer wieder Tröpfchen mit einer anderen, ebenfalls geringen Ladung. Die Zeit gab Millikans wohlüberlegter Auswahl recht. Ehrenhaft jedoch ließ sich bis zu seinem Tode nicht vom Nachweis der Elektronenladung überzeugen.

Anmerkung

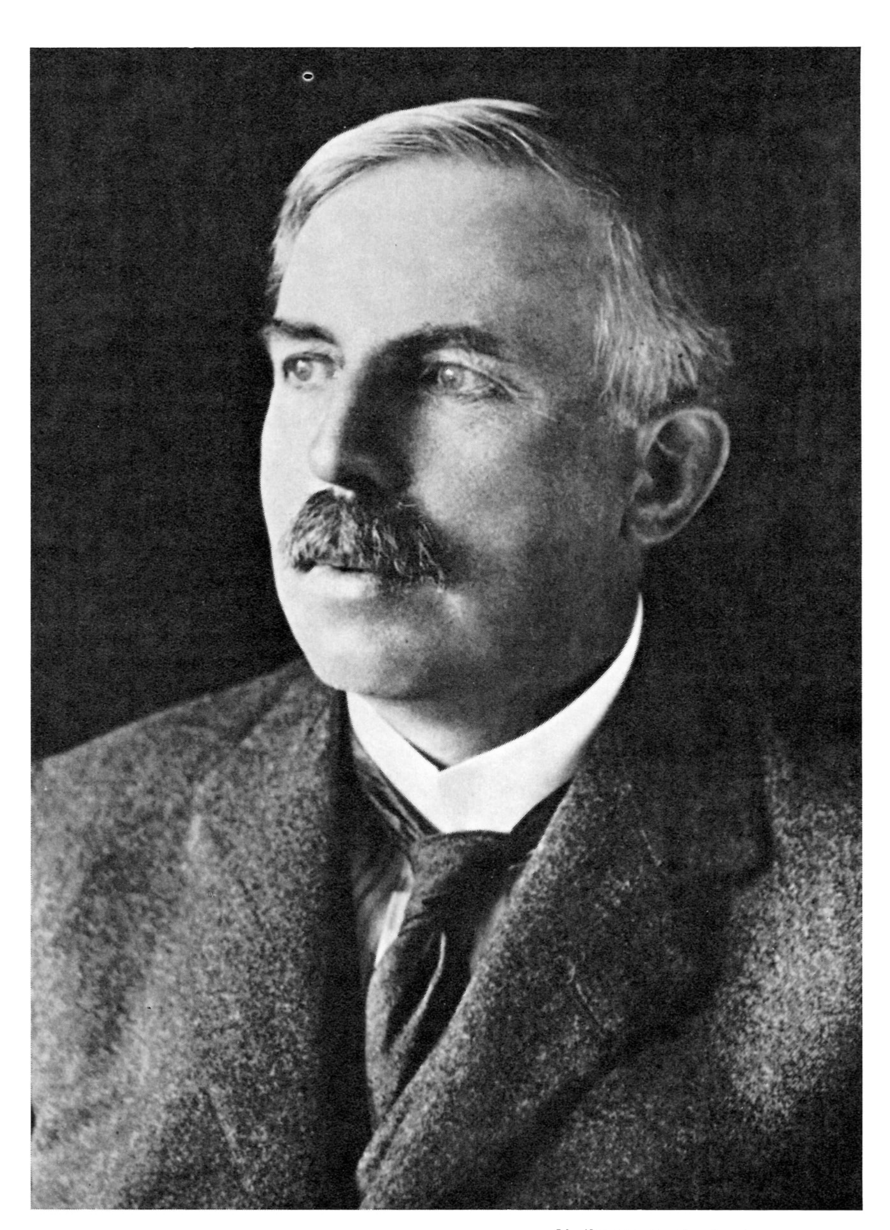
1. R. A. Millikan, „On the Elementary Electrical Charge and the Avogadro Constant". *Physical Review* **32** (1911), 349.

Der Atomkern

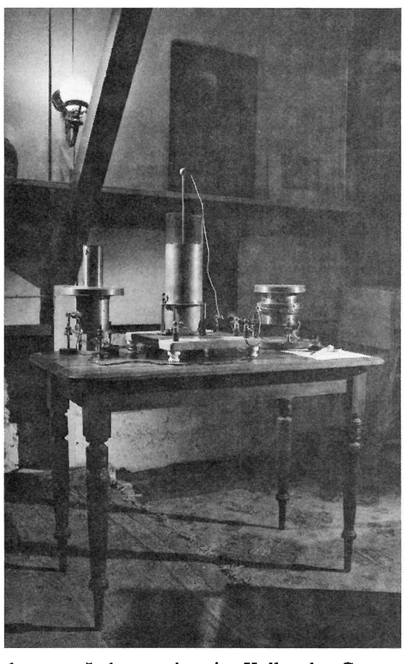
Nach Thomsons Entdeckung der Elektronen und ihrer negativen Ladung erschien die Tatsache, daß Atome neutral sind, in einem neuen Licht. Falls Atome aus Elektronen bestanden, mußten sie zusätzlich noch andere Bausteine enthalten, die positiv geladen sind und die negative Ladung der Elektronen kompensieren. Aufgabe war es nun, die Träger der positiven Ladung zu finden und zu klären, wie sie sich mit den Elektronen zum Atom zusammensetzen.

Thomson vermutete zunächst, daß die Elektronen in einer zusammenhängenden, positiv geladenen Grundsubstanz stecken würden wie Rosinen in einem Pudding, eine Vermutung die er 1903 in seiner Silliman-Vorlesung an der Yale-Universität äußerte. Nahezu gleichzeitig schlug in Tokio Hantaro Nagaoka (1865–1950) ein Atommodell vor, bei dem die negativen Elektronen um einen positiv geladenen Zentralkörper kreisen, ähnlich wie die Materie in den Ringen des Planeten Saturn oder auch die Planeten im Sonnensystem. Heute wissen wir, daß Nagaoka der Sache weit näher kam als Thomson: Die positive Ladung eines Atoms ist in einem kleinen, äußerst dichten Kern konzentriert, den die Elektronen umkreisen. Zunächst war das allerdings nicht mehr als eine unbewiesene Behauptung.

Entdeckt wurde der Atomkern dann in den Jahren 1909–1911 an der Universität Manchester, in den berühmten Experimenten von Ernest Rutherford (1871–1937). Rutherford wuchs im neuseeländischen Brightwater als Sohn britischer Auswanderer auf, die sich – wie viele der ersten Siedler – in einem fruchtbaren Tal niedergelassen hatten und dort Flachs anbauten und viele Kinder großzogen. In Neuseeland besuchte Rutherford zunächst das Nelson College, wo er als Primus abschloß. Als er später am Canterbury College in Christchurch studierte, erhielt er für besondere Leistungen in Physik und Mathematik den ersten Preis. Hier begann er auch bereits mit ersten Untersuchungen zum Elektromagnetismus – die historisch allerdings nur insofern von Bedeutung sind, als Rutherford dafür ein Stipendium von 150 Pfund Sterling im Jahr erhielt und damit 1895 seinen Aufenthalt am Cavendish-Laboratorium finanzieren konnte.

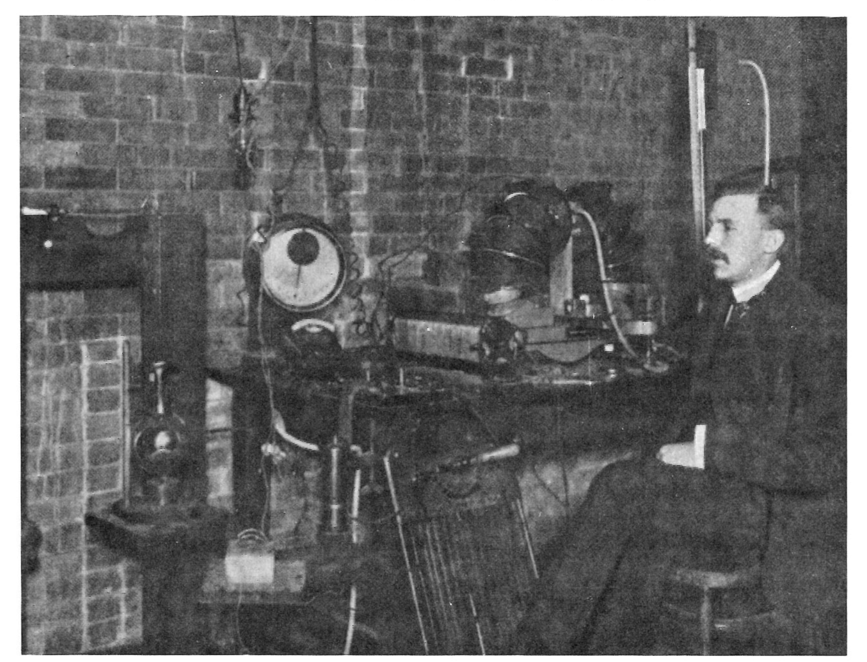


Sir Ernest Rutherford



Rutherfords erstes Laboratorium im Keller des Canterbury Colleges in Neuseeland.

Rutherford in seinem Laboratorium an der McGill-Universität von Montreal im Jahre 1905.



In den ersten Jahren, die Rutherford in Cambridge verbrachte, überstürzten sich geradezu die physikalischen Ereignisse, die 1897 in Thomsons Entdeckung des Elektrons gipfelten. Zunächst hatte Wilhelm Konrad Röntgen (1845–1923) in Würzburg 1895 eine neue Form von Strahlung, eben die *Röntgenstrahlen*, beobachtet. Er hatte festgestellt, daß Kathodenstrahlen beim Auftreffen auf die Glaswand einer Kathodenstrahlröhre merkwürdige Strahlen erzeugen, die fast alles durchdringen können. Mit ihnen konnte Röntgen zum Beispiel photographische Platten „belichten" oder verschiedene Stoffe zur Fluoreszenz anregen. Heute wissen wir, daß die Röntgenstrahlen im Prinzip nichts anderes sind als Licht, das freilich viel kurzwelliger und energiereicher ist als sichtbares Licht. Die Wellenlänge ist bei Röntgenstrahlen immerhin einige tausendmal kleiner als beim sichtbaren Licht. Was diese energiereiche Strahlung entstehen läßt, sind Elektronen, die aus äußeren Bereichen des Atoms auf innere Bahnen fallen, sobald dort Elektronen vom Kathodenstrahl aus dem Atom gestoßen werden. Die Entdeckung der Röntgenstrahlen führte, was den Aufbau des Atomkerns betrifft, ein wenig ins Abseits, aber sie gehört trotzdem zu unserer Geschichte, denn sie machte die Physiker darauf aufmerksam, daß es durchaus noch unentdeckte Strahlungsformen geben konnte.

Die nächste wichtige Entdeckung dieser Zeit wurde für Rutherford entscheidend: die Entdeckung der Radioaktivität, die Henri Becquerel (1852–1908) im Jahre 1896 in Paris bekanntgab. Mit seiner Arbeit und den frühen Untersuchungen zur Radioaktivität werden wir uns im nächsten Abschnitt ausführlicher beschäftigen. Für den Augenblick reicht es zu erwähnen, daß radioaktive Atome verschiedene Arten von Teilchen abstrahlen können, deren Energien millionenmal höher sind als das, was einzelne Atome bei gewöhnlichen chemischen Reaktionen, etwa der Verbrennung, freisetzen.

Angesichts der Tradition des Thomsonschen Laboratoriums kann man schon fast erwarten, was kommt: Rutherford untersuchte zunächst

den Einfluß der Radioaktivität und der Röntgenstrahlung auf die elektrische Leitfähigkeit von Gasen. Von den energiereichen Teilchen der radioaktiven Strahlung werden einige auf Gasatome treffen und Elektronen herausschlagen, die dann ihrerseits als Ladungsträger eines elektrischen Stroms fungieren. Diese ersten Untersuchungen machte Rutherford noch gemeinsam mit Thomson; im Jahre 1898 zeigte er dann in einer eigenen Arbeit, daß Röntgenstrahlung und Radioaktivität im wesentlichen die gleichen Auswirkungen auf ein Gas haben. Außerdem stellte er fest, daß es wenigstens zwei Arten von Radioaktivität gibt, die er Alpha- beziehungsweise Betastrahlen nannte.

Aufgrund dieser Arbeiten wurde Rutherford zum Professor am gerade neugegründeten Macdonald Physiklabor der McGill-Universität in Montreal ernannt. Im September 1898 reiste er mit dem Schiff nach Kanada – nicht ohne zuvor auch einige radioaktive Thorium- und Uransalze nach Montreal zu schicken, damit er nach seiner Ankunft gleich weiterforschen könnte. An der McGill-Universität arbeitete er mit einem jungen Chemiker aus Oxford zusammen – Frederick Soddy (1877–1956). Gemeinsam untersuchten beide in den nun folgenden Jahren die verschiedenen Formen der Radioaktivität. (Auch darauf werden wir im nächsten Abschnitt näher eingehen.) Trotz seiner umfangreichen Untersuchungen fand Rutherford auch noch die Zeit, im Jahre 1900 nach Neuseeland zurückzufahren, um dort zu heiraten. Darüber hinaus hielt er 1903 an der Royal Society in London die Baker-Vorlesung und 1905 an der Yale-Universität die Silliman-Vorlesung – als Nachfolger Thomsons. So erfolgreich Rutherford an der McGill-Universität gearbeitet hatte, er fühlte sich von den Forschungszentren in Europa abgeschnitten und nutzte die Gelegenheit zurückzukehren, als ihm 1906 eine Professur an der Universität Manchester angeboten wurde. Manchester und Cambridge waren zu dieser Zeit die beiden führenden Universitäten Großbritanniens in Sachen Physik.

In Manchester begann Rutherford wissenschaftlich noch einmal von vorn, indem er 1907 den Schwerpunkt seiner Forschung verlagerte. Er interessierte sich nun nicht mehr primär für die Natur der Radioaktivität, sondern benutzte sie nun als Hilfsmittel, um die Frage nach der Materie- und Ladungsverteilung im Atom zu klären. Rutherford und seine Kollegen wurden auf diese Frage aufmerksam, als sie einen energiereichen Teilchenstrahl auf eine dünne Metallfolie richteten und feststellten, daß die Teilchen an den Atomen der Folie unter ganz verschiedenen Winkeln gestreut wurden. Aus der Zahl der Teilchen, die bei verschiedenen Winkeln registriert wurden, konnte Rutherford die elektrische Ladungsverteilung für die Atome in der Folie ableiten – wir kommen darauf noch genauer zurück. Das Prinzip der Rutherfordschen Streuversuche bildet in der heutigen Physik übrigens die Grundlage bei vielen Experimenten mit großen Teilchenbeschleunigern, etwa in Genf, Hamburg, Stanford oder Batavia (in der Nähe von Chikago). Diese Beschleuniger sind kilometerlang und verbrauchen so viel Strom wie eine mittelgroße Stadt. Natürlich hat sich die Zielsetzung der Streuversuche etwas verschoben: Es geht nicht mehr in erster Linie um den Aufbau des Atoms, sondern vielmehr um die Struktur der atomaren Bausteine und der noch kleineren Teilchen, aus denen diese Bausteine bestehen. Zu Rutherfords Zeit gab es natürlich noch keine großen Teilchenbeschleuniger, und so mußte er bei seinen Messungen auf energiereiche Teilchen zurückgreifen, die beim natürlichen radioaktiven Zerfall gewisser chemischer Elemente entstehen. Trotz seiner bescheidenen Mittel gelang es Rutherford, die Frage nach der Ladungsverteilung im Atom zu beantworten: Die positive Ladung ist in einem winzigen Kern konzentriert, um den die negativ geladenen Elektronen kreisen.

Rutherfords Streuexperimente warfen ebenso schwerwiegende neue Probleme auf, wie sie gelöst hatten. Was bestimmt die Durchmesser und die Energien der Elektronenbahnen im Atom? Warum senden die Elektronen keine elektromagnetische Strahlung aus, während

sie um den Atomkern kreisen? Schließlich müßten sie als bewegte Ladungen fortlaufend Energie abgeben. Und wenn die negativ geladenen Elektronen tatsächlich nur durch die elektromagnetische Anziehung auf Kreisbahnen um den positiven Atomkern gehalten werden, warum stoßen sich die positiven Kernladungen nicht gegenseitig ab? Warum bricht der Kern nicht einfach auseinander? All diese Fragen waren im Rahmen der klassischen theoretischen Physik nicht zu lösen. Ein erster Schritt zur Lösung der Probleme gelang kurze Zeit später dem dänischen Theoretiker Niels Hendrik David Bohr (1885–1962). Es begann 1912 mit einem Besuch bei Rutherford, an den sich 1914 ein Lehrauftrag für Physik anschloß. Bohrs wissenschaftliche Arbeiten und sein Atommodell haben die Entwicklung der Quantenmechanik dann in den zwanziger Jahren entscheidend beeinflußt – wir werden darauf aber nicht näher eingehen. Einstweilen war Rutherford von der Entwicklung der theoretischen Quantenmechanik gar nicht begeistert; er hielt sie für allzu theoretisch und im Hinblick auf seine Experimente zu wenig praxisbezogen. Beispielsweise erinnerte sich Sir Mark Oliphant später an eine Bemerkung Rutherfords im Anschluß an eine Vorlesung, die Bohr am Cavendish-Laboratorium über die Unschärferelation gehalten hatte: „Wissen Sie, Bohr, Ihre Schlüsse erscheinen mir genauso unscharf wie die ihnen zugrundeliegenden Voraussetzungen." Und Sir Nevill Mott erzählte die folgende Anekdote aus den zwanziger Jahren, die als die Zeit der aufkommenden Quantenmechanik Geschichte machten: Ein Kollege, der Rutherford begegnet, fragt ihn: „Was macht die Physik, Rutherford?" worauf dieser erwidert: „Das einzige, was es über die Physik zu berichten gibt, ist, daß die Theoretiker auf dem Vormarsch sind und wir sie zurückdrängen müssen." Als Theoretiker kann ich diese theoriefeindliche Haltung natürlich nicht unterstützen, und im allgemeinen kommen Theoretiker und Experimentalphysiker auch gut miteinander aus, zumal sie aufeinander angewiesen sind. Rutherfords Standpunkt ist wohl teilweise darauf zurückzuführen, daß er seine entscheidenden Entdeckungen in einer Zeit machte, als man zu wenig über den Atomkern wußte, um dem Problem mit mathematischen Theorien beizukommen. Was Rutherford an Formeln zur Erklärung seiner Beobachtungsergebnisse brauchte, konnte er sehr gut selbst aufstellen.

Im Jahre 1919 erhielt Rutherford als Nachfolger Thomsons den Cavendish-Lehrstuhl für Experimentalphysik in Cambridge – nachdem er sich erst am Tag der Wahl telegraphisch um die Professur beworben hatte. In Cambridge arbeitete unter seiner Leitung eine Gruppe junger Wissenschaftler, die dann in den dreißiger Jahren eine neue Ära der Kernphysik begründeten: James Chadwick, John P. Cockcroft (1897–1967) und E. T. S. Walton (geb. 1903). Chadwick entdeckte das Neutron; Cockcroft und Wilson gelang es als ersten, Kerne durch Beschuß mit künstlich beschleunigten Teilchen zu zertrümmern. Rutherford selbst wurde mit allen wissenschaftlichen Ehrungen ausgezeichnet, die man überhaupt bekommen kann. 1908: Chemie-Nobelpreis für seine Untersuchung zur Radioaktivität; 1914: Ritterwürde; 1925: Präsidentschaft der Royal Society; 1930: die Erhebung in den Adelsstand sowie zahllose Ehrenwürden. Zur Erinnerung an sein Heimatland legte er sich den Titel „Baron Rutherford von Nelson" zu, und sein Wappenzeichen verzierte er mit einem Schnepfenstrauß. (Auf dem Wappen stand: „In einem Farbenkranz auf einem Fels ein richtiger Schnepfenstrauß" – wobei das englische Wort für Schnepfenstrauß nicht nur den Vogel bezeichnet, sondern auch so viel bedeuten kann wie „Neuseeländer" oder auch „Flugschüler"). Rutherford leitete das Cavendish-Laboratorium bis zu seinem Tode im Jahre 1937.

Rutherford galt bei Physikern meiner eigenen Generation, die ihn nicht persönlich kannten, als strenger, energischer und zugleich bescheidener Lehrer. Er war nicht autoritär, konnte aber durchaus bis zur Verbohrtheit auf seinen Ansichten beharren. Als ich 1962 Cambridge besuchte, zeigte man mir auf einer Wand ein eingeritztes Krokodil, das – wie man mir erklärte – ein Symbol für Rutherford sei•. Rutherford war sehr stolz auf seine „Jungs" und kümmerte sich intensiv um ihr wissenschaftliches Fortkommen. Zu seinen Schülern gehörten Blackett, Feather, Kapitza und Oliphant und – wie bereits erwähnt – Chadwick, Cockcroft und Walton. Rutherford arbeitete unaufhörlich; mit dem Pensum, das er an der McGill-Universität, in Manchester und in Cambridge bewältigte, wären drei Wissenschaftler vollauf beschäftigt gewesen, und jeder hätte dann immer noch eine außergewöhnlich erfolgreiche Karriere machen können. Rutherford wird häufig als Vorbild dafür genannt, daß man mit bescheidenen Mitteln – mit Wachs und Bindfaden – erstaunlich viel erreichen kann. So wird berichtet, daß sich einmal ein junger Physiker beklagte, daß er das nötige Gerät nicht bekomme. Rutherford soll daraufhin gefragt haben: „Wozu, ich könnte am Nordpol forschen". Aber natürlich wußte Rutherford, daß man auch Geld braucht. Als er 1919 an das Cavendish-Laboratorium kam, beantragte er 200 000 Pfund Sterling für neue Laboreinrichtungen – ohne Erfolg. In späteren Jahren drängte er immer wieder darauf, neue Beschleuniger zu bauen, mit denen man Teilchen auf immer höhere Energien bringen konnte.

Auf einem Symposium zur Geschichte der Kernphysik illustrierte Maurice Goldhaber die Entwicklung zu immer größeren und aufwendigeren Experimenten: „Rutherford war der erste, der einen Atomkern zerlegte; es gibt ein Bild, das ihn mit der entsprechenden Meßapparatur auf dem Schoß zeigt. Wenn ich dieses Bild betrachte, fällt mir ein anderes Photo ein, das beim Bau des berühmten Zyklotrons in Berkeley gemacht wurde. Diesmal sitzen die Wissenschaftler im Schoß des ringförmigen Teilchenbeschleunigers." Moderne Teilchenbeschleuniger sind noch einmal um vieles größer. Der Fermilab-Beschleuniger beispielsweise ist ein Ring von etwa 6,5 Kilometern Umfang, der ein gutes Stück Weideland von Illinois umschließt – dort kann eine Herde Bisons friedlich grasen. Manchmal wird gefragt, warum man heute hunderte Millionen Dollar für riesige Beschleuniger braucht, wenn Rutherford mit seiner Apparatur auf einer Tischplatte so große Erfolge erzielen konnte. Ich denke, das liegt einfach daran, daß die Entdeckungen, die man mit Wachs und Bindfaden machen kann, bereits zum größten Teil gemacht wurden – nicht zuletzt von Rutherford.

Bis jetzt habe ich ausführlich die Frage nach der elektrischen Ladungsverteilung im Atom diskutiert. In Manchester ging Rutherfords Arbeitsgruppe aber auch einem anderen Problem nach. Seit der Entdeckung des Elek-

• Das Krokodil hat Eric Gill auf Wunsch Kapitzas in das Mauerwerk eingeritzt – Gill war in den dreißiger Jahren durch Aktstudien und Skulpturen bekannt geworden. Welchen Bezug das Krokodil zu Rutherford hat, darüber gibt es unterschiedliche Versionen. Gerald Holton erzählte mir, daß George Gamow einmal bemerkte, Rutherfords durchdringende Stimme sei für Studenten und Assistenten stets das Warnsignal gewesen, wenn er noch auf dem Flur war – wie bei Kapitän Hook in *Peter Pan*, der von einem Krokodil verfolgt wurde. Da es eine Uhr verschluckt hatte, konnte der Kapitän am Ticken erkennen, daß ihm das Krokodil wieder auf den Fersen war. J. Bernhard Cohen hingegen weist auf die symbolische Bedeutung hin, die das Krokodil im Mittelalter hatte. Es stand für die Alchemie, und tatsächlich hat sich Rutherford gern mit den Alchemisten verglichen. So trägt eines seiner Bücher den Titel *Die neue Alchemie*, und in seinem Arbeitszimmer hing ein Holzschnitt, der einen Blick in eine Alchemistenküche zeigte – einschließlich eines ausgestopften Krokodils über dem Eingang. Den einzigen schriftlichen Hinweis auf Rutherfords Krokodil habe ich bei A. S. Eve entdeckt. Eve vermutet, das Krokodil symbolisiere Rutherfords Scharfsinn und seine steile Karriere, denn ein Krokodil kehrt ja niemals um. Brian Pippard fügt eine weitere Vermutung hinzu: Im Russischen, der Muttersprache Kapitzas, bedeutet das Wort Krokodil in der Umgangssprache soviel wie „der Chef". Ich habe Kapitza bei einem Treffen am Bodensee nach der Bedeutung des Krokodils gefragt – und erhielt die Antwort, es sei ein Geheimnis.

trons durch Thomson fragte man sich nämlich, wie die Massenverteilung im Atom aussieht. Wie wir im vorigen Kapitel gesehen haben, hatten John Dalton und andere die *relativen* Atommassen für verschiedene Elemente bestimmt. Zum Beispiel ist das Kohlenstoffatom 12mal und das Sauerstoffatom 16mal schwerer als das Wasserstoffatom. Mit Hilfe der Elektrolyse hatten Faraday und andere bereits gezeigt, daß in Säuren und Salzlösungen elektrisch geladene Atome, sprich Ionen, den Strom transportieren. Für Wasserstoffionen hatte man ein Masse/Ladungsverhältnis von etwa 10^{-8} Kilogramm/Coulomb gemessen, und mit wachsendem Atomgewicht nahm dieser Wert zu. Nach der Entdeckung des Elektrons zeichnete sich immer deutlicher ab, daß Ionen nichts anderes als Atome sind, die ein oder mehrere Elektronen dazubekommen oder verloren haben und daher negativ oder positiv geladen sind. Demnach mußte die elektrische Ladung der Wasserstoffionen den gleichen Betrag haben wie die Ladung der Elektronen. Nun ist das Masse/Ladungsverhältnis beim Elektron um den Faktor 1/2000 kleiner als beim Wasserstoffion, so daß die Masse des Wasserstoffions etwa 2000mal größer sein mußte als die Elektronenmasse. Sollte das heißen, daß Ionen und Atome aus Tausenden von Elektronen bestehen? Oder steckt die Masse des Atoms überwiegend irgendwo anders? Gibt es vielleicht einen Zusammenhang mit den positiven elektrischen Ladungen?

Wie wir noch erfahren werden, gelang in Manchester zwischen 1909 und 1911 nicht nur der experimentelle Beweis, daß die positive Ladung beim Atom in einem winzigen Kern steckt, sondern es wurde auch klar, daß dieser Kern praktisch die gesamte Masse des Atoms enthält. Aber woraus bestand er? Schon Dalton war aufgefallen, daß die Atommasse eines beliebigen Elements ziemlich genau einem ganzzahligen Vielfachen der Masse des Wasserstoffatoms entspricht. Es lag daher nahe zu vermuten, daß ein Atomkern aus schweren positiv geladenen Teilchen besteht, die nichts anderes sind als einzelne Atomkerne des Wasserstoffs. Rutherford gab ihnen 1920 den Namen *Protonen*. Aber schon seine eigenen Ergebnisse zeigten, daß an dieser Überlegung etwas falsch war. So ist zum Beispiel ein Heliumkern viermal schwerer als ein Wasserstoffkern, obwohl die elektrische Ladung nur doppelt so groß ist. Als Moseley im Jahre 1913 weitere Kernladungszahlen bestimmte, fand er genau dasselbe – wir kommen darauf zurück. So hat Calcium das 40fache Atomgewicht von Wasserstoff, aber nur die 20fache Kernladung. Deshalb glaubten die Physiker bis in die zwanziger Jahre unseres Jahrhunderts, daß der Kern auch Elektronen enthielte. Demnach müßte beispielsweise ein Heliumkern 4 Protonen und 2 Elektronen besitzen, um das Atomgewicht 4 und die Kernladung 2 zu erklären. (Die Kernladung ist hier in Vielfachen der Elementarladung angegeben; man bezeichnet ein solches Vielfaches, etwa 2, als Kernladungszahl.) Im Heliumatom hätten die beiden negativen Elektronen dann gerade die positive Ladung von 2 Protonen ausgleichen können. Diese Vorstellung war schlicht falsch. Das stellte sich aber erst heraus, als Chadwick das letzte Kernteilchen entdeckte, das Neutron.

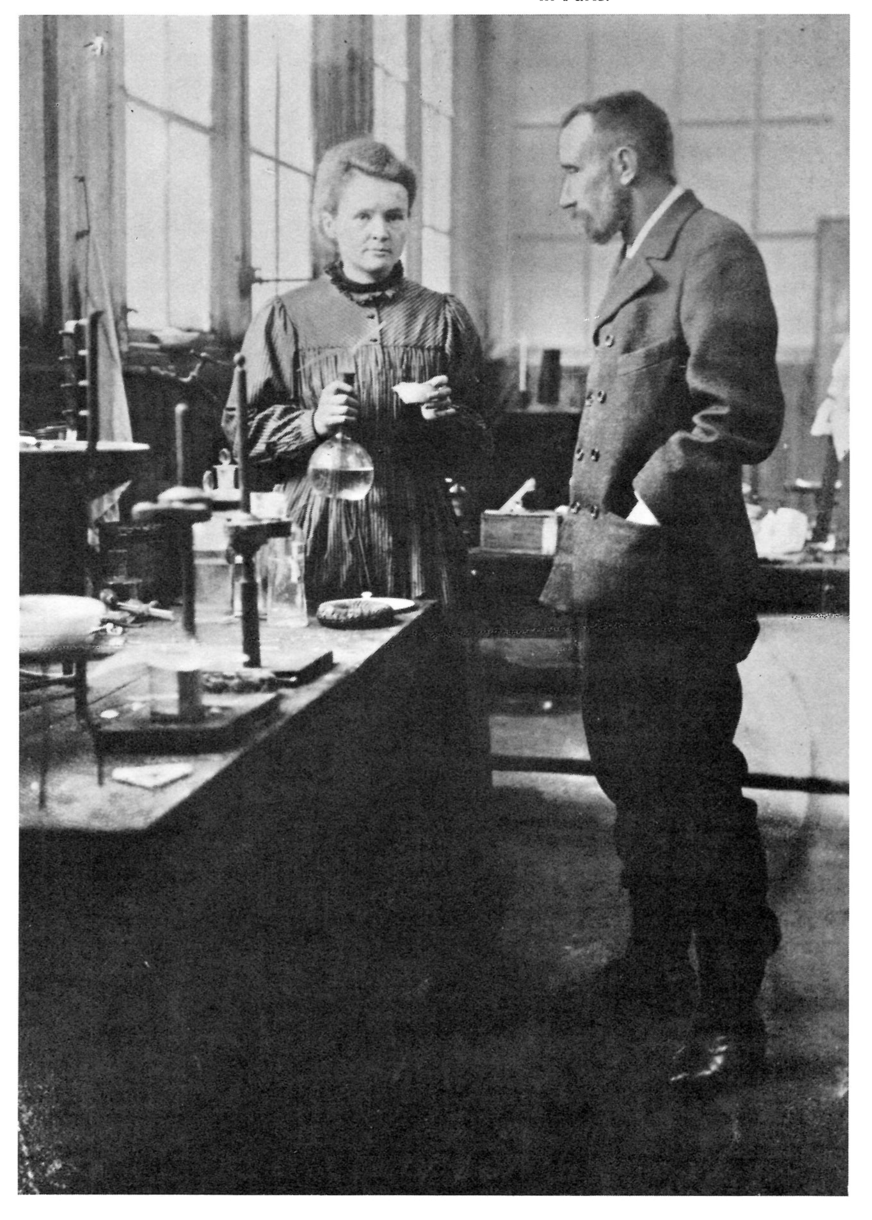
Die Entdeckung der Radioaktivität

Zufallsentdeckungen sind in der Wissenschaft bei weitem nicht so häufig, wie vielfach geglaubt wird, aber Zufall war ohne Zweifel bei der Entdeckung der Radioaktivität im Spiel, die die Physik des 20. Jahrhunderts eingeläutet hat.

Antoine Henri Becquerel (1852–1908), Professor für Physik an der École Polytechnique, untersuchte im Februar 1896 die Frage, ob Sonnenlicht Kristalle zum Strahlen anregen könne; er stellte sich dabei eine ähnlich durchdringende Strahlung vor wie die wenige Monate zuvor entdeckten Röntgenstrahlen. Becquerel benutzte ein einfaches Verfahren zum Nachweis dieser Strahlen: Er stellte verschiedene Kristalle zwischen photographischen Platten auf, die – in dunkles Papier eingewickelt – gegen Licht abgeschirmt waren. Zwischen die Photoplatten setzte er ein Drahtnetz aus Kupfer. Falls Sonnenlicht die Kristalle anregen könnte, so etwas wie Röntgenstrahlung zu emittieren, dann sollten diese Strahlen das dunkle Papier durchdringen, aber die Kupferdrähte müßten auf der belichteten und entwickelten Aufnahme ein Schattenbild erzeugen.

Das Glück wollte es, daß Becquerel auch ein Salz des Urans, nämlich Uran-kalium-hydrogensulfat, als Kristallprobe untersuchte. (Er hatte dieses Salz gewählt, weil es phosphoresziert und er glaubte, die gesuchten Strahlen hätten etwas mit Phosphoreszenz zu tun.) Hinzu kam ein zweiter glücklicher Umstand. Zufällig war das Wetter gerade sehr wechselhaft, als Becquerel seine Experimente durchführte – wie er im gleichen Jahr in einem nachträglich verfaßten Bericht erwähnt. „Am 26. und 27. Februar schien nur ab und zu die Sonne. Also brach ich sämtliche Versuche ab, ließ sie aber stehen. Nur die ausgewickelten Platten legte ich in eine Vitrinenschublade; das Uransalz blieb an seinem Platz. An den folgenden Tagen schien keine Sonne, und ich entwickelte die schon belichteten Platten am 3. März. Ich erwartete nur schwache Bilder, fand stattdessen jedoch auf den Aufnahmen einen deutlichen Schatten . . .“

Marie Sklodovska Curie und Pierre Curie in ihrem Laboratorium in Paris.



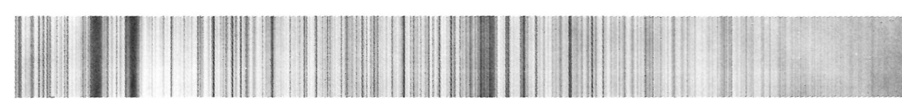
Zwei Monate später notierte Becquerel: „Vom 3. März bis zum 3. Mai hielt ich die Salze in einer Bleikassette verschlossen, die ich im Dunkeln aufbewahrte . . . Unter diesen Bedingungen sandten die Salze weiterhin Strahlung aus . . . Sämtliche von mir untersuchten Uransalze führten zum selben Ergebnis, unabhängig davon, ob sie phosphoreszierend waren oder nicht, ob sie Licht ausgesetzt waren oder sich in Lösung befanden. So kam ich zu dem Schluß, daß der Effekt deshalb auftritt, weil in den Salzen das Element Uran vorhanden ist."

Becquerel hatte Recht, als er die Strahlen auf das Element Uran zurückführte. Einige Jahre lang sprach man in Frankreich von den *rayons uranique*. Doch dann zeigte sich, daß auch andere Elemente solche Strahlen aussenden. Im Jahre 1898 beobachtete Marie Sklodowska Curie (1867–1934), daß ähnliche Strahlen von dem Element Thorium emittiert werden. Zusammen mit ihrem Mann Pierre Curie (1859–1906), Professor an der Pariser Sorbonne, entdeckte sie das Element Radium, das millionenfach aktiver ist als Uran. Im gleichen Jahr gab das Ehepaar Curie der neuen Naturerscheinung den Namen *Radioaktivität.*

Aber was war Radioaktivität? Das herauszufinden stieß vor allem deshalb auf enorme Schwierigkeiten, weil radioaktive Atome drei verschiedene Arten von Strahlung emittieren. Wir hatten bereits erwähnt, daß Rutherford bei seinen Untersuchungen am Cavendish-Laboratorium zwischen 1895 und 1898 auf zwei unterschiedliche Strahlungsarten gestoßen war, die er Alpha- und Betastrahlen nannte. Die Betastrahlen konnten etwa ebenso tief in Materie eindringen wie Röntgenstrahlen, während Alphastrahlen eine viel geringere Reichweite hatten – sie blieben zum größten Teil bereits in einer nur 0,03 Millimeter dicken Aluminiumfolie „stecken". Danach stellte Becquerel im Jahre 1899 fest, daß *„Uranstrahlen"* – und dabei handelt es sich um Betastrahlung – in einem Magnetfeld in die gleiche Richtung abgelenkt werden wie die Kathodenstrahlen; das gleiche beobachtete (unabhängig) auch F. Giesel. Becquerel bestimmte anhand dieser Ablenkung das Masse/Ladungsverhältnis für Betastrahlen und kam praktisch auf den gleichen Wert, den Thomson bei Elektronen gemessen hatte. (Im Jahre 1907 erzielte Kaufmann mit der gleichen Methode eine wesentlich höhere Genauigkeit, die die Übereinstimmung bestätigte.) Offensichtlich waren die Betastrahlen nichts anderes als Elektronen, die allerdings viel höhere Geschwindigkeiten erreichen als Kathodenstrahlen.

Alphateilchen ließen sich nicht so leicht in einem elektrischen oder magnetischen Feld ablenken. Aber auch hier hatte Rutherford Erfolg. In Experimenten, die er 1903 an der McGill-Universität machte, bestimmte er das Masse/Ladungsverhältnis dieser Teilchen – und erhielt annähernd den gleichen Wert, den man bei der Elektrolyse für das Wasserstoffion erhalten hatte. Bei genaueren Experimenten im Jahre 1906 kam Rutherford auf das Doppelte: In Wirklichkeit ist das Masse/Ladungsverhältnis bei Alphateilchen zweimal so groß wie bei Wasserstoffionen. Das konnte daran liegen, daß Alphateilchen Ionen waren, die die gleiche elektrische Ladung besitzen mußten wie das Wasserstoffion, aber ein doppelt so großes Atomgewicht. Allerdings kannte man damals kein chemisches Element mit Atomgewicht 2. Deshalb vermutete Rutherford schon sehr früh, daß Alphateilchen nicht Wasserstoff-, sondern Heliumionen sind. Nach Wasserstoff ist Helium das leichteste Element im Periodensystem, mit einem Atomgewicht von 4. Da sich bei vierfacher Masse ein doppelt so großes Masse/Ladungsverhältnis wie bei Wasserstoffionen ergibt, muß die Ladung des Heliumions doppelt so groß sein. Sie entspricht 2 Elementarladungen, das heißt, sie hat den gleiche Betrag wie 2 Elektronenladungen, aber das entgegengesetzte Vorzeichen. Rutherford hatte damit zum ersten Male eine Kernladungszahl bestimmt. Die Heliumionen der Alphastrahlung besitzen also die Ladung +2, weil die Ladung des Heliumkerns +2 beträgt. Alphateilchen, die von radioaktiven Substanzen ausgehen, sind also nichts anderes als Heliumatome, die ihre beiden Elektronen verloren haben – sprich „nackte" Heliumkerne.

Daß Alphastrahlen Heliumionen sein mußten, vermutete Rutherford nicht zuletzt deshalb, weil sie vielfach bei radioaktiven Substanzen auftauchen. So wurde Helium auf der Erde erstmals in einem Uranmineral (Cleveit) entdeckt: im Jahre 1895 von dem britischen Chemiker William Ramsay (1852–1916). Ich sage hier ganz bewußt „auf der Erde", denn Helium wurde schon früher auf der Sonne nachgewiesen – anhand des Sonnenspektrums. Läßt man nämlich scharfgebündelte Sonnenstrahlen auf ein Prisma im Strahlengang eines Fernrohrs fallen, so kann man ein Spektrum aus vielen hellen und dunklen Linien erkennen. Sie entstehen – wie wir heute wissen – dadurch, daß die Atome in der äußeren Sonnenatmosphäre Licht mit ganz bestimmten Wellenlängen absorbieren oder emittieren. Nun hatte man in den Laboratorien damals bereits Spektren verschiedener Elemente beobachtet, und tatsächlich konnte man die meisten Linien im Sonnenspektrum eindeutig mit Linien von diesem oder jenem Element identifizieren.



Dunkle Linien im Sonnenspektrum zwischen 3900 und 4600 Ångström. Sie entstehen dann, wenn Licht bestimmter Wellenlänge von Atomen auf der Sonne absorbiert wird.

Nur eine Spektrallinie, die man bei der Sonnenfinsternis von 1868 beobachtet hatte, blieb rätselhaft. Der Astronom J. Norman Lockyer (1836–1920) zog daraus den Schluß, daß diese sonderbare Linie einem neuen Element zuzuschreiben war. Man nannte es *Helium* (nach dem griechischen Wort *helios* für Sonne). Tatsächlich ist Helium das zweithäufigste Element im Universum; bei den meisten Sternen macht es um 25 Prozent der Masse aus. Auf der Erde kommt Helium nur in Spuren vor; das hängt damit zusammen, daß Heliumatome sehr leicht sind und chemisch so gut wie gar nicht mit anderen Elementen reagieren. Wenn Heliumatome in unserer Erdatmosphäre mit Luftmolekülen zusammenstoßen, können sie daher leicht genug Energie gewinnen, um die Erdanziehung zu überwinden und aus der Lufthülle zu entweichen. Und weil Helium nicht wie Wasserstoff in relativ schwere Moleküle (vergleichbar H_2O) eingebaut werden kann, hat sich der Heliumanteil auf der Erde durch die „flüchtigen" Atome drastisch reduziert.

Ramsay und Soddy beobachteten 1903 an der McGill-Universität, daß Radiumsalze Helium bildeten. Damit war klar, daß Helium durch Radioaktivität entstehen mußte. In Manchester konnten Rutherford und T. D. Royds zwischen 1907 und 1908 schließlich genügend Alphateilchen aus einer Radiumprobe abfangen und sammeln, um die gleichen Heliumlinien wie im Sonnenspektrum zu beobachten. Damit war endgültig nachgewiesen, daß Alphateilchen tatsächlich Heliumionen sind. Rutherford wußte freilich noch nicht, warum radioaktive Atome häufig Alphateilchen emittieren – nämlich aus dem gleichen Grund, aus dem Helium im Universum so häufig ist: Der Heliumkern hält in sich fester zusammen als die anderen leichtesten Atomkerne, denn er hat eine höhere Bindungsenergie.

Die dritte Strahlungsform, die bei der Radioaktivität auftritt, besitzt wie Beta- und Röntgenstrahlen eine große Reichweite, und wie Alpha- und Röntgenstrahlen ließ sie sich zunächst nicht leicht durch ein Magnetfeld ablenken. Als erster hat sie der Franzose P. Villard beobachtet – das war 1900. Im Jahre 1903 vermutete Rutherford, daß die neuen Strahlen – er nannte sie *Gammastrahlen* – sehr kurze Wellenlängen haben, genau wie Röntgenstrahlen. Aber erst 1914 gelang der Nachweis. Gemeinsam bestimmten E. N. da Costa Andrade (1887–1971) und Rutherford nun die Wellenlänge der Gammastrahlen – indem sie die Strahlen an Kristallen streuten und aus den gemessenen Streuwinkeln die Wellenlängen berechneten. Zunächst aber spielten die Gammastrahlen bei der Erforschung der Radioaktivität im Vergleich zu den Alpha- und Betastrahlen nur eine Nebenrolle, so daß ich vorerst nicht viel darüber zu berichten habe.

Wir kennen nun die drei Formen der radioaktiven Strahlung: Alphateilchen (also doppelt positiv geladene Heliumionen oder genauer Heliumkerne), Betastrahlen (Elektronen) und Gammastrahlen (energiereiche Lichtquanten). Was veranlaßt Atome, solche Strahlen auszusenden? Bereits 1899, kurz nachdem er an die McGill-Universität gegangen war, stieß Rutherford auf einen wichtigen Hinweis. Er wußte aus Beobachtungen des Vorjahres bereits, daß die Radioaktivität des Thoriums offenbar schwankt, und zwar besonders dann, wenn das Thorium einem Luftzug ausgesetzt ist. Er ließ daher jetzt gezielt Luft über ein Thoriumpräparat strömen und fing sie anschließend wieder in einer Flasche auf. Auf diese Weise konnte er ein Gas sammeln, das er *Thorium-Emanation* nannte. (Kurz vorher hatte Friedrich Ernst Dorn das entsprechende Gas von Radium untersucht.) Rutherford stellte bei seinem Gas eine hohe Radioaktivität fest, die ganz offensichtlich teilweise dem Thorium zuzuschreiben war. Bei all diesen Versuchen an der McGill-Universität bestimmte man die Radioaktivität anhand der Zunahme der elektrischen Leitfähigkeit in Gasen – also aufgrund derselben Erscheinung, die Rutherford und Thomson bereits in Cambridge untersucht hatten.

Wichtig an Rutherfords Entdeckung der Thorium-Emanation war vor allem, daß sie deutlich zeigte, wie komplex die Radioaktivität ist. Die Radioaktivität von Thorium und Uran läßt sich größtenteils auf eine geringe Anreicherung mit Thorium- beziehungsweise Radium-Emanation zurückführen, die von der Muttersubstanz oder deren Zerfallsprodukten erzeugt wird. So fanden 1903 Rutherford und Soddy, daß 54 Prozent der Radioaktivität des Thoriums (und die gesamte Radioaktivität der Thorium-Emanation) einer stark radioaktiven Substanz zuzuschreiben sind, die sie *Thorium X* nannten. Dieses Thorium X ließ sich in einer Lösung des Thoriumsalzes Thoriumnitrat anreichern, wenn man der Lösung Ammoniak zusetzte. Das Thorium wurde dann nämlich als Thoriumhydroxid ausgefällt, während das Thorium X in der Flüssigkeit zurückblieb. Und das abgetrennte Thorium X hatte eine weit höhere Radioaktivität als das ausgefällte Thorium, bei dem jetzt auch die Produktion von Thorium-Emanation ausblieb. Während der Weihnachtsferien blieb 1901 eine Thorium-Probe über drei Wochen stehen, von der man das Thorium X abgetrennt hatte. In dieser „abgestandenen“ Probe fanden Rutherford und Soddy nach den Ferien gleichwohl die übliche Häufigkeit von Thorium X. Die Probe hatte ihre Radioaktivität wiedergewonnen und produzierte wie gewohnt Thorium-Emanation. Thorium X war also nicht bloß eine zufällige Verunreinigung des natürlichen Thoriums, sondern es wird in Wirklichkeit auf die gleiche Weise vom Thorium gebildet, wie es selbst die Thorium-Emanation erzeugt.

Aber es zeichnete sich nicht nur eine Ordnung im „radioaktiven Durcheinander“ ab, sondern wichtiger war noch ein anderes Ergebnis: Durch die Radioaktivität entstanden offenbar neue Elemente, die sich von der radioaktiven Muttersubstanz tatsächlich unterschieden. 1932 wiesen Rutherford und Soddy nach, daß Thorium-Emanation zu den chemisch inaktiven Elementen gehört, die Ramsay kurz zuvor entdeckt hatte: zur Familie der Edelgase, die auch Helium, Neon, Argon, Krypton und Xenon einschließt. Das neue Element erhielt zunächst den Namen „Niton“, dann aber setzte sich die Bezeichnung *Radon* durch. Die Radium-Emanation erwies sich schließlich als eine andere Form des Radons. (Modern ausgedrückt: Thorium- und Radium-Emanation sind zwei verschiedene Isotope des Radons, nämlich ^{220}Rn und ^{222}Rn.) Auch Thorium X war ganz eindeutig ein anderes chemisches Element als Thorium.

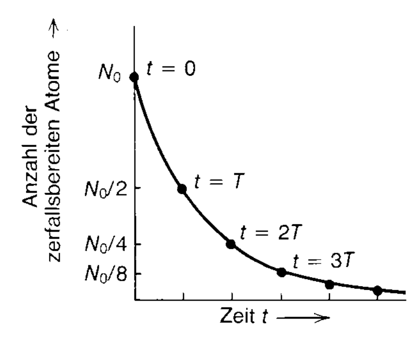
Später konnte man es als eine radioaktive Form des Radiums identifizieren. (Thorium X ist ^{224}Ra, das häufigere Radiumisotop ist dagegen ^{226}Ra.) All dies ließ erkennen, daß sich Thorium in eine Form des Radiums und anschließend in eine Form des Radons umwandelt.

In einer zweiteiligen Arbeit über Ursache und Natur der Radioaktivität[1] erläuterten Rutherford und Soddy 1903 die Zusammenhänge. Bei der Radioaktivität wandelt sich ein chemisches Element durch die Emission eines Alpha- oder Betateilchens in ein anderes Element um. Dies war ein harter Brocken, denn in der Chemie galt es als ausgemacht, daß Elemente unveränderlich sind. Als Rutherford die Zerfallstheorie an der Royal Society in London vortrug, befand sich unter den zumeist sehr skeptischen Zuhörern auch Pierre Curie, der damals selbst gerade einen Forschungsbericht über die Radioaktivität vorbereitete. In dieser Arbeit von Curie ist die Zerfallstheorie von Rutherford und Soddy jedoch mit keinem Wort erwähnt.

Die Thorium-Emanation machte noch eine andere charakteristische Eigenschaft der Radioaktivität sichtbar. Rutherford beobachtete, daß die Radioaktivität rasch abnahm: Nach etwa einer Minute war eine bestimmte Gasprobe nur noch halb so radioaktiv wie zuvor, nach zwei Minuten war die Radioaktivität auf ein Viertel, nach drei Minuten auf ein Achtel gesunken, und so fort. Rutherfords Erklärung für dieses eigenartige Verhalten kann man in den Arbeiten nachlesen, die er mit Soddy veröffentlichte: Ein Atom der Thorium-Emanation wird innerhalb einer Minute (oder genau innerhalb von 54,5 Sekunden) mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 Prozent ein Alphateilchen emittieren – und sich dabei natürlich in ein anderes Element umwandeln. Selbstverständlich findet diese Emission nicht exakt alle 54,5 Sekunden statt, sondern die Alphateilchen können jederzeit emittiert werden. Betrachtet man eine bestimmte Menge Thorium-Emanation, dann ist nach 54,5 Sekunden die Hälfte davon verschwunden und die Radioaktivität der Probe auf die Hälfte gesunken. Nach weiteren 54,5 Sekunden ist wiederum die Hälfte der Thorium-Emanation verschwunden, so daß die Radioaktivität nur noch ein Viertel des ursprünglichen Wertes erreicht, und so weiter. Vor allem war die Zerfallsgeschwindigkeit der Atome völlig unabhängig davon, wieviel Thorium-Emanation beobachtet wurde – also wie viele zerfallsfähige Atome es darin noch gab. Offenbar hatte man es – anders als bei gewöhnlichen „chemischen" Reaktionen – mit einem einatomigen Prozeß zu tun. Weil die Zerfallszeit auch nicht von der Vorgeschichte der Probe – und das heißt der zerfallenden Atome – abhing, mußte die Emission der Alphateilchen ein statistischer Prozeß sein, ähnlich wie das Werfen einer Münze. Nun ist es ein alter Trugschluß zu meinen, wenn man beim Werfen einer 2 DM Münze viele Male hintereinander „Kopf" erhalten hat, daß dann mit jedem folgenden Wurf die Wahrscheinlichkeit steigt, „Adler" zu bekommen. Tatsächlich bleibt die Wahrscheinlichkeit für „Kopf" stets 50 Prozent – sofern die Münze nicht Schlagseite hat, sondern exakt symmetrisch ist. Folglich ist die Wahrscheinlichkeit, zweimal hintereinander „Kopf" zu werfen, 25 Prozent; bei drei Würfen sind es nur noch 12,5 Prozent und so fort. In der Tat läßt sich der radioaktive Zerfall der Thorium-Emanation mit einer Münze vergleichen, die alle 54,5 Sekunden hochgeworfen wird; dabei bedeutet allerdings „Kopf", daß das Atom die nächsten 54,5 Sekunden überlebt.

Das Bild ist insofern etwas schief, als der radioaktive Zerfall jederzeit eintreten kann, aber am statistischen Mittel ändert das nichts. Wie dieses statistische Verhalten zustandekommt, blieb unklar, bis man die Kernphysik in den späten zwanziger und dreißiger Jahren erstmals quantenmechanisch beschrieb.

Zunächst aber stieß man auch bei anderen radioaktiven Elementen auf ähnliche Zerfallsgesetze. Jedes davon hat eine charakteristische *Halbwertszeit,* in der ein Atom mit 50prozentiger Wahrscheinlichkeit zerfällt. In dieser Zeit fällt die Aktivität einer Probe auf die Hälfte ab.• Für Thorium-Emanation liegt die Halbwertszeit – wie schon erwähnt – bei 54,5 Sekunden; bei Radium-Emanation sind es 3,823 Tage und bei Thorium X 3,64 Tage. Die Aufzählung ließe sich fortsetzen. (Solche Halbwertszeiten gehörten zu den Hinweisen, die schließlich zur Entdeckung der Isotope führten und die wir im vorigen Kapitel bereits erwähnt haben. Jetzt wird der Zusammenhang klar: Thorium- und Radium-Emanation gehören zu demselben Element, nämlich Radon, haben aber gleichwohl ganz andere Halbwertszeiten.) Die Elemente Thorium, Uran oder Radium besitzen dagegen eine so extrem große Halbwertszeit, daß man keinen Abfall der Radioaktivität beobachten konnte: Sie beträgt 1600 Jahre bei Radium (^{226}Ra), $1{,}41 \times 10^{10}$ Jahre bei Thorium (^{232}Th) und $4{,}51 \times 10^{9}$ Jahre bei Uran (^{238}U). Warum hat man dann aber bei Radium-, Thorium- oder Uranproben Radioaktivität beobachtet? Nun, diese Proben waren mit sehr aktiven kurzlebigen Tochterelementen wie Thorium X angereichert. Auch wenn diese Tochterelemente sehr rasch zerfallen – schneller als sie entstehen, können sie es nicht. Und sie entstehen eben beim langsamen radioaktiven Zerfall des Mutterelementes. Infolgedessen findet man bei einer ungestörten Thorium-, Radium- oder Uranprobe eine ebenso lange Halbwertszeit wie beim Mutterelement. Als Rutherford und Soddy aus ihrer Thoriumprobe das Thorium X abtrennten, nahm die Radioaktivität der Probe zunächst stark ab, weil die schnell zerfallenden Atome fehlten. Aber schon nach ein paar Tagen war durch den (langsamen) Zerfall des Thoriums wieder neues Thorium X entstanden, so daß die Radioaktivität wieder anstieg. Schließlich zerfiel in jeder Sekunde ebensoviel Thorium X durch Alphateilchenemission, wie durch den Thoriumzerfall in der gleichen Zeit neu entstand – das heißt, es stellte sich ein radioaktives Gleichgewicht zwischen Mutter- und Tochterelement ein. Das Thorium X zerfiel nun mit der gleichen hohen Halbwertszeit wie das Thorium: $1{,}41 \times 10^{10}$ Jahre. Dagegen halbierte sich die Radioaktivität des abgetrennten Thorium X nach 3,64 Tagen. Als Rutherford 1930 in den Adelsstand erhoben wurde, fügte er die auf- und absteigende Aktivitätskurve dieses doppelten radioaktiven Zerfalls in sein prunkvolles Wappen ein – über dem Schnepfenstrauß.



Zerfallskurve für den einfachen radioaktiven Zerfall. Nach der Halbwertszeit T ist jeweils die Hälfte der verbliebenen Atome zerfallen. Wenn auch die Zerfallsprodukte instabil sind, kann die Kurve für den „doppelten“ radioaktiven Zerfall auch ansteigen, bevor sie rapide abfällt.

• Der Bezug auf 1/2 oder 50 Prozent hat keine besondere physikalische Bedeutung – man könnte genausogut eine „Drittelwertszeit“ einführen, in der die Radioaktivität eines Elements auf ein Drittel der Anfangsintensität abfällt. In dieser Drittelwertszeit zerfällt ein einzelnes Atom mit einer Wahrscheinlichkeit von 66 2/3 Prozent. Da die Zerfallskurve exponentiell abfällt (siehe Anhang H) und $1/3 = (1/2)^{1{,}58}$ ist, entspricht die Drittelwertszeit gerade 1,58 Halbwertszeiten. Meist beschreibt man den radioaktiven Zerfall nicht anhand von Halb- oder Drittelwertszeiten, sondern in Bezug auf die mittlere Lebensdauer. Das ist nichts anderes als die Zeit, die ein Atom durchschnittlich lebt, bevor es radioaktiv zerfällt. Im Anhang H wird gezeigt, daß die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall eines Atoms in einem kurzen Zeitintervall gleich dem Quotienten aus diesem Zeitintervall und der mittleren Lebensdauer ist, die 1,443 Halbwertszeiten entspricht. Bei Radium mit einer Halbwertszeit von 1600 Jahren beträgt folglich die mittlere Lebensdauer $1{,}443 \times 1600$ Jahre = 2310 Jahre. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein einzelnes Radiumaton in einem Jahr zerfällt, ist also 1/2310 Jahre oder 0,04 Prozent.

Einige Leser mögen sich vielleicht gefragt haben, warum man einige radioaktive Elemente wie etwa Radium in der Erdkruste gefunden hat, obwohl ihre Halbwertszeiten weit unter dem Alter der Erde liegen – Radium hat eine Halbwertszeit von 1600 Jahren. Diese Elemente entstanden beim Zerfall langlebigerer Elemente – beim Radium war Uran das Mutterelement. Nur Uran und Thorium entstanden nicht auf diese Weise, aber ihre Halbwertszeiten betragen auch mindestens einige hundert Millionen Jahre. Aber selbst für diese extrem langlebigen Elemente läßt sich die radioaktive Zerfallsrate aus den beobachtbaren Häufigkeiten sehr genau ablesen. Beispielsweise besitzt Uran zwei langlebige Isotope, U^{238} und ^{235}U, deren Halbwertszeiten $4{,}51 \times 10^9$ und $7{,}1 \times 10^8$ Jahre betragen. Man vermutet, daß diese beiden Isotope in nahezu gleicher Menge im Universum entstanden, als Sterne einer früheren Generation explodierten. Auch in der Geburtsmaterie, aus der sich unser Sonnensystem gebildet hat, waren die Uranisotope enthalten. Heutzutage beobachten wir, daß ^{235}U auf der Erde nur etwa 0,0072mal so häufig vorkommt wie ^{238}U. Uran muß demnach bereits so früh entstanden sein, daß das kurzlebige ^{235}U schon zum größten Teil zerfallen konnte. Untersuchen wir die Zahl 0,0072 etwas näher, so stellen wir fest, daß sie nahezu gleich $(1/2)^7$ ist, also 7mal 1/2 mit sich selbst mutltipliziert. Wenn sich aber die Menge des kurzlebigeren ^{235}U seit der Entstehung des Urans 7mal öfter halbiert hat als die entsprechende Menge ^{238}U, dann muß die ^{235}U-Halbwertszeit 7mal mehr in das heutige „Uranalter" passen. Man kommt dann auf ein Uranalter von 6×10^9 Jahren, denn dann hat das heute vorhandene ^{235}U etwa 8,5 ^{235}U-Halbwertszeiten hinter sich und das ^{238}U etwa 1,5 ^{238}U-Halbwertszeiten, so daß die Differenz 7-Halbwertszeiten ausmacht. (Die entsprechende Rechnung steht im Anhang H.) Die obige Abschätzung liefert zugleich eine untere Grenze für das Alter unseres Universums: Es muß über 6×10^9 Jahre liegen.

Wie aber ermittelt man Halbwertszeiten, die wie bei natürlichem Uran und Thorium Milliarden Jahre betragen? Sicherlich nicht durch Abwarten, bis die Intensität der radioaktiven Strahlung abnimmt. Diese Abnahme vollzieht sich viel zu langsam, als daß man sie direkt beobachten könnte. Die neun Jahre, in denen Rutherford an der McGill-Universität arbeitete, machen nur einen verschwindenden Bruchteil der Halbwertszeit von Thorium aus, nämlich

$$\frac{9 \text{ Jahre}}{1{,}41 \times 10^{10} \text{ Jahre}} = 6{,}4 \times 10^{-10}.$$

Also hatte sich die Radioaktivität der Thoriumprobe, die Rutherford kurz vor seiner Seereise nach Montreal bereits an das Mcdonald-Laboratorium der McGill-Universität geschickt hatte, in den neun Jahren bis zur Rückreise nach Manchester lediglich um den Faktor

$$\left(\frac{1}{2}\right)^{6{,}4 \times 10^{-10}} = 0{,}99999999956$$

verringert. Eine so geringe Abnahme der Radioaktivität wäre selbst mit den besten heutigen Meßgeräten nicht nachweisbar, solange man die Intensität der Strahlung oder die elektrische Leitfähigkeit mißt, die sie in Gasen hervorruft. Stattdessen muß man die radioaktiven Zerfälle einzelner Atome zählen, etwa indem man die Lichtblitze registriert, die Alphateilchen beim Aufprall auf einen Szintillationsschirm aus Zinksulfid hervorrufen.

Wenn man die Anzahl der Zerfälle, die sich pro Sekunde ereignen, durch die Gesamtzahl der Atome in der beobachteten Probe dividiert, erhält man die Wahrscheinlichkeit, mit der ein einzelnes Atom in einer Sekunde radioaktiv zerfällt. Die Zahl der Atome in der betrachteten Probe ist gleich dem Produkt aus Avogadro-Zahl und dem Gewicht der Probe geteilt durch das Atomgewicht. Die

Halbwertszeit entspricht dann der Zeitspanne, in der die Zerfallswahrscheinlichkeit für ein Atom 50 Prozent erreicht. Anhand der pro Zeiteinheit gezählten Zerfälle – sprich Zerfallsraten – wurden Halbwertszeiten gemessen, die weit größer sind als das Alter der Erde. Die bislang höchste Halbwertszeit wurde bei Technetium gemessen: etwa 10^{22} Jahre. Zur Zeit laufen mehrere Experimente, bei denen nach einer möglichen Radioaktivität von Elementen wie Wasserstoff und Sauerstoff (von denen man bis vor kurzem annahm, daß sie nicht radioaktiv sind) geforscht wird. Da diese Elemente – wenn überhaupt – nur in extrem geringem Maße radioaktiv sind, muß man riesige Proben beobachten – bei den Experimenten sind es bis zu 4500 Tonnen Eisen oder Wasser. Da 4500 Tonnen Wasser $1{,}5 \times 10^{32}$ Wassermoleküle enthalten, sollten selbst bei einer verschwindend kleinen Zerfallswahrscheinlichkeit von nur 10^{-31} pro Molekül und Jahr durch radioaktiven Zerfall jährlich immerhin 15 geladene Teilchen auftauchen, und die dürften eigentlich nachweisbar sein. Die Halbwertszeit der zerfallenden Kernteilchen läge unter solchen Bedingungen bei etwa 10^{32} Jahren. (Die Zahl der H_2O-Moleküle in 4500 Tonnen Wasser berechnet sich aus $4{,}5 \times 10^9$ Gramm mal Avogadro-Zahl von 6×10^{23} geteilt durch das Molekulargewicht 18.)

Nebenbei bemerkt, es gibt einige radioaktive Elemente (wie etwa Radium), deren Halbwertszeiten kurz genug sind, um sie direkt aus der Intensitätsabnahme der radioaktiven Strahlung zu bestimmen. Andererseits sind die Halbwertszeiten aber auch lang genug, um sie zu messen, indem man die radioaktiven Zerfälle einer Probe zählt. Sofern man die Gesamtzahl der radioaktiven Atome in dieser Probe richtig berechnet hat, erhält man natürlich in beiden Fällen dieselben Halbwertszeiten. Umgekehrt kann man aus der Anzahl der Zerfälle, die man in einer Sekunde pro Gramm des radioaktiven Stoffes beobachtet, mit Hilfe der aus dem radioaktiven Zerfall direkt bestimmten Halbwertszeit natürlich auch die Anzahl der Atome in einem Gramm berechnen. Multipliziert mit dem Atomgewicht erhält man dann die Avogadrozahl. Tatsächlich hat man die Avogadrozahl um 1909 auf diese Weise gemessen und kam dabei auf einen Wert von 7×10^{23} Molekülen pro Mol. Aber dieser recht grobe Wert war schon bald durch Millikans wesentlich genauere Messungen überholt.

Eine Eigenschaft der Radioaktivität, die wohl die meisten Physiker in den ersten Jahren unseres Jahrhunderts in Aufregung versetzte, hängt mit der Energie zusammen. Bereits 1903 hatte Rutherford bei seinen Versuchen, Alphateilchen elektrisch und magnetisch abzulenken, die Geschwindigkeit der von Radium emittierten Alphateilchen gemessen: $2{,}5 \times 10^7$ m/sek. Dies waren immerhin fast 10 Prozent der Lichtgeschwindigkeit. Da die kinetische Energie eines beliebigen Teilchens gleich der halben Masse mal dem Quadrat der Geschwindigkeit ist, entsprach die kinetische Energie der Alphateilchen bezogen auf ihre Masse:

$$\frac{\text{kinetische Energie}}{\text{Masse}} = \frac{1}{2} \times (2{,}5 \times 10^7)^2 = 3 \times 10^{14}\ \text{Joule/kg.}$$

Die Masse eines Alphateilchens läßt sich anhand seiner eigenen Atommasse und der des Mutteratoms in üblichen Masseneinheiten angeben. Alphateilchen haben das Atomgewicht 4 (auch wenn Rutherford bis 1906 den Wert 1 annahm). Werden sie von Radiumatomen des Isotops ^{226}Ra emittiert, so nehmen sie 4/226 der Masse des Radiums mit. Wenn alle Radiumatome zerfallen, wird pro Kilogramm Radium eine Energie von

$$\frac{4}{226} \times 3 \times 10^{14} = 5 \times 10^{12}\ \text{J/kg}$$

freigesetzt.• Im Vergleich zur Energie, die

• Rutherfords Berechnung war etwas umständlicher. Er bestimmte zunächst mit Hilfe der Avogadro-Zahl

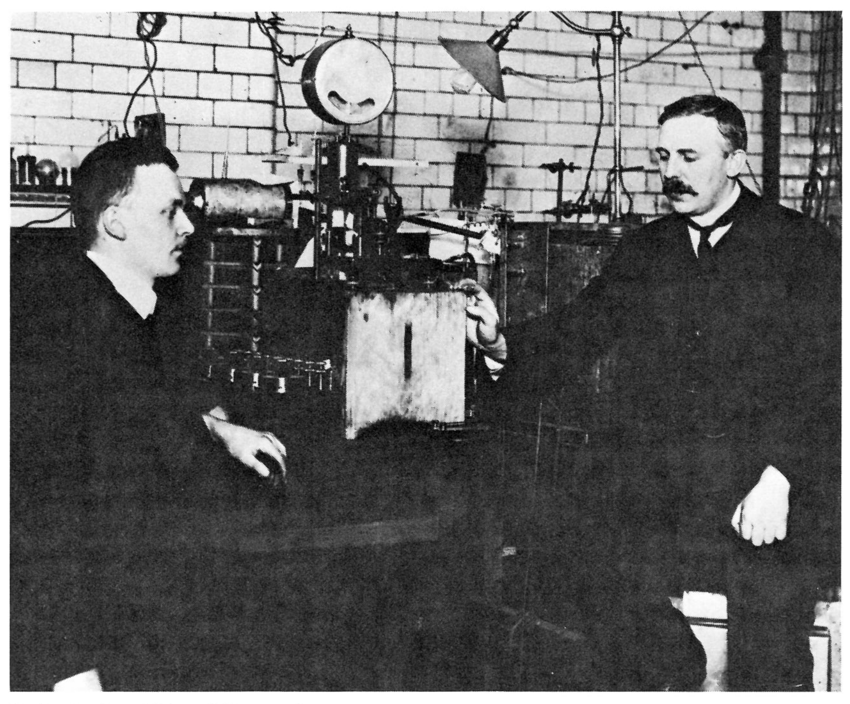
bei der Verbrennung gewöhnlicher Heizstoffe wie Erdgas freigesetzt wird – etwa 5×10^7 Joule pro Kilogramm – liefert ein Kilogramm Radium beim radioaktiven Zerfall also 10^5mal mehr Energie. Als Curie und Laborde 1903 die durch Radioaktivität entstehende Wärme direkt maßen, stellten sie fest, daß Radium zusammen mit seinen Zerfallsprodukten in einer Stunde 100 Kalorien pro Gramm freisetzt – genug, um sich selbst binnen weniger Stunden zum Schmelzen zu bringen, sofern diese Wärme nicht entweichen kann.

In einer Arbeit von 1904 folgerten Rutherford und Soddy: „Alles weist darauf hin, daß die latente Energie im Atom verglichen mit der chemischen Bindungsenergie gewaltig ist." Darüberhinaus diskutierten sie bereits die Möglichkeit, daß ähnlich hohe Energien auch in nichtradioaktiven Atomen gespeichert sein könnten. „Die Radioelemente unterscheiden sich im chemischen und physikalischen Verhalten in keiner Weise von anderen Elementen ... Daher gibt es keinen Grund anzunehmen, daß nur die Radioelemente über einen gewaltigen Energievorrat verfügen." Schließlich bemerkten sie, daß dieser Energievorrat auch die alte Frage nach der Energiequelle in Sternen lösen könnte: „Wie die Sonnenenergie aufrecht erhalten bleibt ... stellt kein wesentliches Problem mehr da, wenn man in Erwägung zieht, daß die Energie, welche im Inneren der zusammengesetzten Elemente vorhanden ist, frei zur Verfügung steht, zum Beispiel, wenn subatomare Umwandlungsprozesse andauern."[2]

Rutherford hat nie daran gezweifelt, daß die Radioaktivität mit dem Energieerhaltungssatz in Einklang steht. Er ging davon aus, daß die beim radioaktiven Zerfall von Thorium-Emanation freigesetzte Energie bereits in den Atomen gespeichert wurde, als sie beim radioaktiven Zerfall der Thorium X-Atome entstand. Die Energie der Thorium X-Atome wiederum mußte entsprechend aus dem radioaktiven Zerfall der Thorium-Mutteratome stammen. Diese Deutung war damals keineswegs zwingend; wie Pais•• berichtet, gab es auch einige, die vermuteten, radioaktive Substanzen würden ihre Energie möglicherweise aus externen Quellen beziehen – dazu gehörten das Ehepaar Joliot-Curie, Lord Kelvin und Jean Perrin. Rutherfords Erklärung warf einige Fragen auf: Wie können Atome so gewaltige Energien zusammenhalten? Wie kann sie in den Mutteratomen des natürlichen Thoriums gespeichert werden? Warum wird diese Energie in einer Reihe von Umwandlungsprozessen freigesetzt, bei denen sich Atome durch Emission eines Alpha- oder Betateilchens in ein anderes Element verwandeln? Beantworten ließ sich das alles erst nach der Entdeckung des Atomkerns und seiner Bausteine.

die Masse der Alphateilchen und berechnete damit die kinetische Energie einzelner Alphateilchen. Anschließend dividierte er diese Energie durch die Masse des Radiumatoms, die er gleichfalls anhand der Avogadrozahl berechnet hatte. Es ist leicht zu sehen, daß sich die Avogadro-Zahl aus diesem Bruch herauskürzt.

•• Siehe Literaturangaben am Ende des Buches.



Rutherford und Hans Wilhelm Geiger

Die Entdeckung des Atomkerns

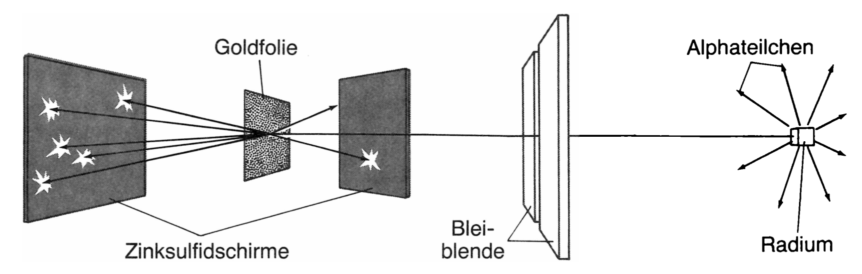
Kurz nachdem Rutherford 1907 seine Professur in Manchester angetreten hatte, kamen Hans Wilhelm Geiger (1882–1945), der bereits in Deutschland promoviert hatte, und Ernest Marsden, ein Student aus Neuseeland, als Mitarbeiter zu ihm. Geiger begann, die Streuung von Alphateilchen an dünnen Metallfolien zu untersuchen; Rutherford hatte 1906 an der McGill-Universität entdeckt, daß Alphateilchen durch solche Folien hindurchdringen können. Bei Marsdens Versuchen trafen Alphateilchen aus einer Radiumquelle auf eine Bleiwand mit einem schmalen Spalt, so daß auf der anderen Seite ein scharf gebündelter Teilchenstrahl entstand. Dieser Strahl war auf eine Metallfolie gerichtet. Hinter der Folie weitete sich der Strahl dann auf, denn die Alphateilchen wurden vom elektrischen Feld der Atome in der Folie mehr oder weniger stark abgelenkt, je nachdem, wie dicht sie an den Atomkernen vorbeiflogen. Diese Aufweitung war mit Hilfe eines Zinksulfidschirmes leicht zu messen: Sobald ein Alphateilchen auf den Schirm traf, war ein deutlicher Lichtblitz zu sehen. Wie Geiger 1908 berichtete, nimmt die Anzahl der gestreuten Alphateilchen mit wachsendem Streuwinkel rasch ab; bei Streuwinkeln von mehr als einigen Grad tauchten überhaupt keine Teilchen mehr auf[3].

Das war noch nicht aufregend. Doch dann kam Rutherford 1909 plötzlich auf die Idee nachzuprüfen, ob nicht vielleicht doch einige Alphateilchen unter größeren Winkeln gestreut wurden. In einer seiner letzten Vorlesungen berichtete er darüber: „Eines Tages kam Geiger zu mir und fragte: ‚Glauben Sie nicht, daß man dem jungen Marsden, mit dem ich gerade die radioaktiven Meßmethoden übe, jetzt auch kleine Forschungsaufgaben anvertrauen sollte?‘ Auch ich hatte schon daran gedacht, und so antwortete ich: ‚Warum nicht? Er soll einmal nachsehen, ob irgendwelche Alphateilchen unter einem großen Winkel gestreut werden können.‘ Im Vertrauen gesagt, ich glaubte damals selbst nicht daran. Schließlich wußten wir, daß Alphateilchen sehr kompakt und energiereich sind;

wenn sich die Ablenkung aus vielen kleinen Ablenkungen aufsummierte, bestand nur eine extrem geringe Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Alphateilchen rückwärts gestreut wird. Aber zwei oder drei Tage später kam Geiger sehr aufgeregt zu mir und berichtete: ‚Wir haben einige Alphateilchen entdeckt, die zurückkamen . . .' Es war wirklich kaum zu glauben – so etwas ist mir nie wieder passiert. Es war beinahe so unglaublich, als wenn man mit einer 15-inch Patrone auf ein Stück Seidenpapier schießt und die Patrone zurückkommt und einen selber trifft.[4]"

Ob nun Rutherford wirklich so überrascht war oder nicht, viele Physiker wären es gewesen. Die Gründe werden verständlich, wenn man sich überlegt, warum die großen Winkel Rutherford 1911 zur Entdeckung des Atomkerns führten.

Zunächst schien es völlig unmöglich, den großen Streuwinkel eines Alphateilchens als Summe vieler kleiner Streuwinkel zu erklären. Geiger und Marsden fanden 1909, daß Alphateilchen aus einer Radium C-Quelle – ein Zerfallsprodukt des natürlichen Radiums in der dritten Generation – in einer dünnen Goldfolie von 4×10^{-5} cm Dicke mit der größten Wahrscheinlichkeit um 0,87 Grad abgelenkt werden. Aber unter 20 000 Alphateilchen war im Mittel nur ein „Ausreißer", der rückwärts gestreut wurde, also um mehr als 90 Grad; das ist mehr als das Hundertfache des wahrscheinlichsten Streuwinkels! In der Mathematik gibt es eine Formel für die Wahrscheinlichkeit, mit der eine Größe, die sich aus vielen statistisch unabhängigen Beiträgen summiert, vom statistischen Mittelwert abweicht. (Die Richtung, in der diese Abweichung gemessen wird, spielt in unserem Fall keine Rolle. Nach dieser Formel beträgt die Wahrscheinlichkeit, daß ein einzelner Meßwert über 100mal größer ist als der Mittelwert, nur 3×10^{-2174}. Das heißt, selbst wenn das gesamte Universum aus Alphateilchen bestünde und jedes milliardenmal in der Sekunde durch die Goldfolie geschossen würde, bliebe die Wahrscheinlichkeit praktisch Null, daß eines davon auch nur einmal in der Geschichte des Universums in Rückwärtsrichtung gestreut wird. Rutherford schloß daraus, daß die großen Streuwinkel nur dann zustandekommen können, wenn die Alphateilchen bei einem einzigen Zusammenstoß mit einem Atom mit relativ hoher Wahrscheinlichkeit um einen großen Winkel abgelenkt werden.



Geigers und Marsdens Versuchsaufbau, um die Streuung von Alphateilchen an einer Goldfolie zu untersuchen. Die Streuwinkel sind hier nur schematisch dargestellt.

Nun haben Alphateilchen so viel Energie, daß sie schon ein enormes elektrisches Feld spüren müssen, um bei einem einzelnen Zusammenstoß mit einem geladenen atomaren Teilchen stark abgelenkt zu werden. Sie müssen also sehr dicht an das geladene Teilchen herankommen. Wir können dies mit Hilfe einer kleinen Rechnung verdeutlichen, auf die sich Rutherford in seiner Arbeit von 1911 stützte. Stellen wir uns den einfachsten Fall vor: Ein Alphateilchen prallt direkt auf irgendein schweres positives Teilchen im Inneren des Goldatoms. Die elektrische Abstoßung zwischen ihm und dem atomaren Stoßpartner wird es dann abbremsen, bis es für einen Augenblick zum Stillstand kommt. Anschließend prallt das Alphateilchen zurück und fliegt wie ein Gummiball, den man gegen eine Betonwand geworfen hat, zum Ausgangspunkt zurück. Zunächst bewegt sich das Alphateilchen mit einer Anfangsenergie von

$$\begin{matrix}\text{kinetische Energie} \\ \text{zu Beginn der Bewegung}\end{matrix} = \frac{1}{2} \times \begin{matrix}\text{Masse des} \\ \text{Alphateilchens}\end{matrix} \times \begin{pmatrix}\text{Anfangs-} \\ \text{geschwindigkeit}\end{pmatrix}^2$$

auf das positiv geladene Teilchen in der Goldfolie zu. Wenn es in der Nähe des atomaren Teilchens zur Ruhe kommt, ist seine gesamte kinetische Energie aufgrund der Arbeit, die es gegen die abstoßende elektrische Kraft verrichtet, aufgebraucht. Folglich

muß die kinetische Anfangsenergie gleich dieser Arbeit sein. Arbeit ist aber, wie wir bereits gesehen hatten, Kraft mal Weg, und für die Kraft erhalten wir hier nach dem Coulomb-Gesetz:

$$\text{Kraft} = \frac{k_e \times \begin{matrix}\text{Ladung}\\ \text{des Alphateilchens}\end{matrix} \times \begin{matrix}\text{Ladung}\\ \text{des atomaren Stoßpartners}\end{matrix}}{(\text{Abstand zwischen Alphateilchen und Stoßpartner})^2},$$

wobei k_e wie erwähnt den Wert $8{,}987 \times 10^9$ Newton-Meter^2/Coulomb^2 hat. Die Kraft nimmt quadratisch zu, wenn der Abstand zwischen den beiden positiv geladenen Teilchen schrumpft. Darum können wir nicht ganz problemlos den Weg mit der Kraft multiplizieren, um die Arbeit herauszubekommen. Und doch läßt sich die Arbeit, die verrichtet werden muß, um das Alphateilchen auf einem bestimmten Abstand zum atomaren Teilchen zu bringen, richtig berechnen, indem gerade die obige Formel mit diesem Abstand multipliziert wird, so daß der Abstand im Nenner einmal herausfällt (siehe Anhang I):

$$\text{Arbeit} = \frac{k_e \times \begin{matrix}\text{Ladung}\\ \text{des Alphateilchens}\end{matrix} \times \begin{matrix}\text{Ladung}\\ \text{des atomaren Stoßpartners}\end{matrix}}{\text{Abstand zwischen Alphateilchen und Stoßpartner}}.$$

Setzen wir diese Arbeit mit der kinetischen Anfangsenergie des Alphateilchens gleich, so erhalten wir:

$$\frac{1}{2} \times \begin{matrix}\text{Masse des}\\ \text{Alphateilchens}\end{matrix} \times \begin{pmatrix}\text{Anfangsgeschwindigkeit}\\ \text{des Alphateilchens}\end{pmatrix}^2 = \frac{k_e \times \begin{matrix}\text{Ladung}\\ \text{des Alphateilchens}\end{matrix} \times \begin{matrix}\text{Ladung des}\\ \text{atomaren Stoßpartners}\end{matrix}}{\begin{matrix}\text{kleinster Abstand zwischen Alphateilchen und}\\ \text{dem Mittelpunkt des Stoßpartners}\end{matrix}}.$$

Wir können nun leicht nach dem kleinsten Abstand auflösen:

$$\begin{matrix}\text{Abstand bei der}\\ \text{größten Annäherung}\end{matrix} = \frac{2 \times k_e \times \text{Ladung des Kerns}}{\begin{matrix}\text{Masse/Ladung}\\ \text{des Alphateilchens}\end{matrix} \times \begin{pmatrix}\text{Anfangsgeschwindigkeit}\\ \text{des Alphateilchens}\end{pmatrix}^2}.$$

Wir brauchen nun nur noch Zahlen einzusetzen. Bei den Versuchen von Geiger und Marsden betrug die Geschwindigkeit der Alphateilchen $2{,}09 \times 10^7$ Meter pro Sekunde; ihr Masse/Ladungsverhältnis war bekannt: 2×10^{-8} Kilogramm pro Coulomb. (Beide Größen hatte man mit Hilfe von Thomsons Methode der Strahlablenkung bestimmt.) Die Ladung des vermuteten atomaren Teilchens kannte Rutherford natürlich noch nicht. Wir wollen annehmen, sie sei ein Vielfaches der Elementarladung, und zwar Z mal Millikans Wert von $1{,}64 \times 10^{-19}$ Coulomb. Damit erhält man für den kleinsten Abstand zwischen dem Alphateilchen und dem atomaren Stoßpartner:

$$\frac{2 \times (8{,}987 \times 10^9\,\mathrm{N\,m^2/C^2}) \times Z \times (1{,}64 \times 10^{-19}\,\mathrm{C})}{(2 \times 10^{-8}\,\mathrm{kg/C}) \times (2{,}09 \times 10^7\,\mathrm{m/sek})^2} = 3 \times Z \times 10^{-16}\,\mathrm{m}.$$

Selbst wenn das atomare Teilchen einige hundertmal stärker geladen wäre als das Elektron, läge der kleinste Abstand noch unter 10^{-13} Metern. Das ist in der Tat extrem klein und entspricht etwa 1/1000 des Durchmessers von Goldatomen, wie wir ihn bereits aus der Dichte von Gold abgeschätzt haben. Offensichtlich kommen die großen Streuwinkel bei einigen Alphateilchen nicht durch Zusammenstöße mit Objekten von atomarer Größe zustande, sondern durch Stöße mit sehr viel kleineren Teilchen im Inneren eines Atoms.

Alphateilchen können theoretisch nicht nur an einem positiv geladenen atomaren Teilchen rückwärts gestreut werden, sondern auch bei einem Zusammenstoß mit einem negativen Teilchen in Rückwärtsrichtung abgelenkt werden. Nehmen wir an, das Alphateilchen aus der radioaktiven Probe fliegt in eine Richtung, in der es das negative Teilchen im Atom knapp verfehlen würde, wenn es sich ungestört geradlinig bewegen könnte. Unter dem Einfluß der anziehenden elektrischen Kraft kann es dann auf einer engen hyperbolischen Bahn um die negative Ladung herumlaufen und auf fast derselben Bahn zurückfliegen, auf der es gekommen ist – wie ein Komet, der selbst nicht zum Sonnensystem gehört, aber in Sonnennähe gelangt. In einem solchen Fall würde sich das Alphateilchen dem negativen atomaren Teilchen sogar noch stärker annähern als bei einem positiv geladenen Stoßpartner.

Obschon auch negativ geladene Teilchen in der Goldfolie die großen Streuwinkel der Alphateilchen erklären konnten, war sich Rutherford sehr sicher, daß Elektronen als Stoßpartner ausscheiden. Sie sind zu leicht, um die Bewegung eines Alphateilchens merklich zu beeinflussen, auch nicht bei zentralen Stößen. Warum das so ist, verdeutlicht ein einfaches Beispiel. Stoßen zwei Billardkugeln zusammen, werden beide in der Regel stark abgelenkt; trifft die Billardkugel dagegen einen ruhenden Tischtennisball, so kommt sie nicht aus der Bahn – solange der Tischtennisball nicht auf dem Billardtisch festgeklebt ist.

Dieses Stoßverhalten läßt sich quantifizieren, wenn man auf einen fundamentalen Erhaltungssatz der Physik zurückgreift: den Impulserhaltungssatz. Der Impuls eines Teilchens ist definiert als das Produkt aus seiner Masse und seiner Geschwindigkeit. Folglich ist die zeitliche Änderung des Impulses gleich Masse mal Beschleunigung des Teilchens – und das ist nach dem Zweiten Newtonschen Gesetz gerade die Kraft, die auf ein Teilchen einwirkt. Der Impuls besitzt wie Kraft, Geschwindigkeit oder Beschleunigung (aber nicht wie Energie und Ladung) eine Richtung, ist also ein Vektor, den man durch seine Komponenten entlang dreier Bezugsrichtungen (wie Norden, Osten und Höhe) festlegen kann. Nun besagt das Dritte Newtonsche Bewegungsgesetz (*actio = reactio*), daß die Kraft, die ein Teilchen auf ein anderes ausübt, in ihrem Betrag genau der entgegengerichteten Kraft entspricht, die das zweite Teilchen auf das erste ausübt. Dasselbe muß dann

auch für die zeitliche Änderung des Impulses gelten. Nimmt innerhalb eines kurzen Zeitintervalls der Impuls des einen Teilchens in irgendeiner Komponente zu, dann nimmt die entsprechende Impulskomponente des anderen Teilchens um den gleichen Betrag ab. Die Summe der Impulskomponenten bleibt also konstant.

Was bedeutet das nun für ein Alphateilchen, das im einfachsten Falle schnurstracks auf ein ruhendes, geladenes atomares Teilchen zuschießt? Was es heißt, daß die Teilchen zurückprallen und nicht ihre Bewegungsrichtung beibehalten, läßt sich anhand der Impulskomponenten für die Richtung verstehen, in die sich das Alphateilchen anfangs bewegt. Beim Stoß müssen zwei Bedingungen erfüllt sein: die Impulserhaltung für die jeweils betrachtete Komponente und die Energieerhaltung. Bei vorgegebener Anfangsgeschwindigkeit der Alphateilchen gibt es zwei Unbekannte: die beiden Endgeschwindigkeiten des Alphateilchens und des getroffenen Teilchens. Man hat damit zwei Bedingungsgleichungen mit zwei Unbekannten, für die sich eine eindeutige Lösung finden läßt (siehe Anhang J). Bei unserem Stoßbeispiel besagt diese Lösung, daß das Alphateilchen nur dann zurückprallen kann, wenn es eine deutlich kleinere Masse besitzt als das Zielteilchen; ist seine Masse größer, behält es seine Bewegungsrichtung bei. Genau in der Mitte zwischen Rück- und Vorwärtsstreuung würde ein Stoß liegen, bei dem das Alphateilchen gerade zur Ruhe kommen kann, indem es seinen gesamten Impuls und auch die gesamte kinetische Energie auf seinen Stoßpartner überträgt. Nun kann man Impuls und kinetische Energie anhand der verschiedenen Formeln beschreiben (durch Masse mal Geschwindigkeit beziehungsweise durch die halbe Masse mal dem Geschwindigkeitsquadrat). Da die Impulse beziehungsweise kinetischen Energien der beiden Teilchen vor und nach dem Stoß den gleichen Gesamtwert ergeben müssen, erhält man für den speziellen Stoß, bei dem das Alphateilchen zur Ruhe käme, die folgende Bedingung: Das Alphateilchen müßte auf ein Teilchen gleicher Masse stoßen, das dann mit derselben Geschwindigkeit davonfliegt, mit der das Alphateilchen eintraf. Das bedeutet, die Massen der Teilchen sowie die Anfangs- und Endgeschwindigkeiten müssen gleich groß sein. Geiger und Marsden hatten jedoch Teilchen beobachtet, die nahezu in Rückwärtsrichtung von der Goldfolie gestreut wurden. Daraus konnte Rutherford also den Schluß ziehen, daß die Alphateilchen auf mindestens gleichschwere Stoßpartner getroffen waren. Da Elektronen rund 8000mal leichter sind als Alphateilchen, können sie nicht für die Rückwärtsstreuung an der Goldfolie verantwortlich sein.

Das Problem der großen Streuwinkel habe ich hier bewußt aus der Perspektive des heutigen Wissens diskutiert. Tatsächlich führen diese Überlegungen zum richtigen Ergebnis. Die Rückwärtsstreuung der Alphateilchen beruht auf Zusammenstößen mit geladenen atomaren Teilchen, die viel kleiner sind als ein Atom und mindestens so große Massen haben wie Alphateilchen. Zudem haben wir bereits gesehen, daß im Inneren des Atoms positive Ladungen vorhanden sein müssen, um die negativen Elektronenladungen zu kompensieren, und daß es überdies etwas im Atom geben muß, das dessen Masse aufbringt und viel schwerer sein muß als ein Elektron. Schließlich war bekannt, daß Atome größtenteils aus leerem Raum bestehen – das folgte aus Lenards Beobachtung, daß Kathodenstrahlen in Gasen große Entfernungen zurücklegen können. All das ließ wohl nur eine Vermutung zu: Atome besitzen in ihrer Mitte einen kleinen kompakten Kern, der die meiste Masse des Atoms enthält, positiv geladen ist und die Elektronen elektrisch anzieht – und in ihrer Umlaufbahn hält.

So naheliegend, wie es hier im Rückblick auf die vielen Hinweise scheinen mag, war der Schluß keineswegs. Es wäre völlig falsch anzunehmen, die Erklärung der großen Streuwinkel sei Rutherford leicht gefallen. Erst mußten viele andere Möglichkeiten geprüft – und verworfen – werden. So war denkbar, daß Alphateilchen nicht an einzelnen Atomen oder subatomaren Teilchen gestreut werden, sondern durch Wechselwirkungen mit einem ziemlich großen Teil der Goldfolie ihre Richtung ändern. Oder vielleicht wurden die Alphateilchen aber auch an Elektronen im Atom gestreut, die zufällig mit riesiger Geschwindigkeit auf das einfallende Alphateilchen prallten. Oder waren für die Streuung vielleicht Kräfte verantwortlich, die gar nichts mit elektrischer Anziehung oder Abstoßung zu tun hatten? Galten Impuls- und Energieerhaltungssatz im Inneren des Atoms überhaupt noch? Die Liste der Fragen ließe sich verlängern. Wir haben keine Vorstellung von all den Erklärungsversuchen, die Rutherford in Erwägung zog und dann wieder verwarf. (Schließlich vermeiden es Wissenschaftler, ihre erfolglosen Ideen zu veröffentlichen.) Wir wissen nur, daß Rutherford 1911 fest davon überzeugt war, daß ein Atom einen kleinen, massiven Kern enthält, der positiv geladen ist und von den Elektronen umkreist wird. Geiger erinnerte sich, daß Anfang 1911 „Rutherford eines Tages mit offensichtlich bester Laune in mein Zimmer kam und mir erzählte, er wisse nun, wie das Atom aussehe und wie man die großen Ablenkungen der Alphateilchen erklären könne“[5].

Rutherford gab seine Schlußfolgerungen am 7. März 1911 vor der „Manchester Literary and Philosophical Society“ bekannt[6] – dem gleichen Forum, vor dem schon Dalton Anfang des 19. Jahrhunderts seine Ergebnisse über die Atomgewichte mitgeteilt hatte. Von Rutherfords Rede existiert nur eine kurze Zusammenfassung; aber noch im gleichen Jahr schickte er einen langen Artikel über die Streuung von α- und β-Teilchen an Materie und die Struktur des Atoms an das *Philosophical Magazine*[7]. Darin erläuterte er die Details seiner Arbeit. Entscheidend ist dabei nicht nur, daß Rutherford die richtigen Schlüsse über den Aufbau der Atome gezogen hatte, sondern daß er einen Weg wußte, seine Vorstellungen hieb- und stichfest zu belegen.

Seit 1911 wurden Streuversuche nach Rutherfordschem Muster unzählige Male wiederholt, um den Aufbau verschiedener Atome, Kern- und Elementarteilchen zu erforschen. Man kann nämlich Annahmen über den Aufbau bestimmter Teilchen überprüfen, indem man für die jeweiligen Annahmen die zu erwartenden Streuwinkel berechnet. Aber wie läßt sich die Struktur des Atoms – in Rutherfords Bild ein winziger positiver Kern, den eine Elektronenwolke umgibt – am Streuverhalten von Alphateilchen ablesen? Rutherford bestimmte die Bahn der Alphateilchen anhand der Newtonschen Mechanik, genauso wie ein Astronom die Hyperbelbahn eines Kometen bestimmt, der durch das Sonnensystem zieht. Natürlich kann man in ein Atom nicht hineinschauen wie ins Sonnensystem, aber man kann doch etwas messen: den Streuwinkel, das heißt den Winkel zwischen Ein- und Auslaufrichtung des Alphateilchens, wenn es aus dem Unendlichen (bezogen auf atomare Längen) kommt und nach dem Stoß wieder im Unendlichen verschwindet. Nun ist der Streuwinkel nicht einheitlich, denn er hängt davon ab, auf welcher Bahn sich das Alphateilchen dem Atom nähert. Entscheidend ist dabei der sogenannte *Stoßparameter*, das ist der Abstand, in dem das Alphateilchen am Mittelpunkt des Kerns vorbeifliegen würde, wenn es seine ursprüngliche Bewegungsrichtung beibehielte, also nicht abgelenkt würde. Beispielsweise ergibt sich für ein Alphateilchen, das mit einer Geschwindigkeit von $2{,}09 \times 10^{7}$ Meter pro Sekunde auf einen Kern mit einer Ladung von Z Elementarladungen zufliegt, bei einem Stoßparameter von $1{,}5 \times 10^{-16}$ Metern ein Streuwinkel von 90 Grad.

(Die entsprechende Rechnung steht im Anhang J. Es ist übrigens kein Zufall, daß der Stoßparameter, der zu einem großen Streuwinkel wie 90 Grad führt, in der gleichen Größenordnung liegt wie der kleinste Abstand, den wir für einen Zentralstoß berechnet haben. In beiden Fällen kommt das Alphateilchen nahe genug an den Kern heran, um seine kinetische Anfangsenergie größtenteils beziehungsweise völlig aufzubrauchen, weil es gegen die elektrische Abstoßung des Kerns Arbeit verrichtet und damit die Voraussetzung für eine starke Ablenkung erfüllt.)

Wie können wir solche Rechenergebnisse bei Experimenten anwenden, um die Meßergebnisse auszuwerten? Man kann die Alphateilchen ja nicht einzeln auf spezielle Atome schießen, sondern muß sie blindlings auf eine Folie mit unermeßlich vielen unsichtbaren Atomen abfeuern. Rutherford löste das Problem mit einer statistischen Auswertung; dazu braucht man nicht den Streuwinkel für ein einzelnes Alphateilchen zu messen, das in bekanntem Abstand (Stoßparameter) am Atomkern vorbeifliegt. Vielmehr genügt es, die Verteilung der Streuwinkel vieler Alphateilchen zu bestimmen, die mit zufälligen Stoßparametern an dem einen oder anderen Atom vorbeilaufen.

Wir können beispielsweise messen, wie groß der Anteil der Alphateilchen ist, die um mindestens 1, 90, 179 Grad oder irgendeinem anderen Winkel gestreut werden. Natürlich läßt sich ein großer Winkel nur dann beobachten, wenn der Stoßparameter entsprechend gering ist – für ein Alphateilchen, das um mindestens 90 Grad abgelenkt wird, muß der Stoßparameter – wie wir gesehen haben – unter $1{,}5 \times Z \times 10^{-16}$ Meter liegen. (Dabei steht Z für die Kernladung in Vielfachen der Elementarladung.) Um den Bruchteil der Alphateilchen zu berechnen, bei denen der Streuwinkel einen vorgegebenen Wert überschreitet, kann man jeden Kern als ein kleines Scheibchen betrachten, das senkrecht zu den einfallenden Alphateilchen orientiert ist. Der Radius dieser Kreisfläche entspricht dann dem maximalen Stoßparameter für die jeweilige Streuung. Nur Alphateilchen, die zufällig eines dieser Scheibchen treffen, werden um den vorgegebenen Mindestwinkel und mehr abgelenkt. Dann aber ist der Anteil der Alphateilchen, bei denen ein bestimmter Streuwinkel überschritten wird, gerade gleich dem Anteil der Folienfläche, den die Scheibchen ausfüllen. Anders ausgedrückt: Dieser Anteil entspricht der Fläche der Scheibchen mal der Anzahl der Atome, die im Mittel pro Flächeneinheit auf die Folie fallen.

Um die Scheibchenfläche zu bestimmen, braucht man nicht mehr als die Formel für den Flächeninhalt eines Kreises und einen vorgegebenen Mindeststreuwinkel. Dann entspricht die Fläche jedes Scheibchens der Kreiszahl π mal dem Quadrat des maximalen Stoßparameters. Die Fläche hängt also von dem Streuwinkel ab, den wir gerade betrachten. Natürlich ist das Bild von winzigen Zielscheiben nicht wörtlich zu nehmen – in Wirklichkeit existieren sie nicht. Aber die Querschnitte stehen für eine fundamentale Größe, mit der man die Streuwahrscheinlichkeiten – sprich Häufigkeiten – angibt, mit denen die Alphateilchen bei den jeweiligen Streuwinkeln zu finden sind. Man spricht dann vom *Wirkungsquerschnitt* für die Streuung von Alphateilchen an Atomen. Die moderne Physik dreht sich zum großen Teil um solche Wirkungsquerschnitte.

Für die Alphateilchen, die bei den Versuchen von Geiger und Marsden um mehr als 90 Grad gestreut wurden, der Stoßparameter also $1{,}5 \times Z \times 10^{-16}$ Meter betrug, ergibt sich der Wirkungsquerschnitt zu

$$\pi \times (1{,}5 \times Z \times 10^{-16}\,\mathrm{m})^2 = 7 \times Z^2 \times 10^{-32}\,\mathrm{m}^2.$$

Wir können außerdem die Zahl der Goldatome in einem Quadratmeter Folie berechnen, indem wir von der Masse pro Quadratmeter ausgehen. Das ist ja nichts anderes als die

Dichte von Gold, also $1{,}93 \times 10^4$ kg/m^3, multipliziert mit der Foliendicke von 4×10^{-7} m; dieses Produkt müssen wir nur noch durch die Masse eines Goldatoms (also Atomgewicht 197 mal der atomaren Masseneinheit von $1{,}7 \times 10^{-27}$ kg), teilen, um die Anzahl der Goldatome pro Quadratmeter Folie zu erhalten; es sind

$$\frac{(1{,}93 \times 10^4\ \mathrm{kg/m^3}) \times (4 \times 10^{-7}\ \mathrm{m})}{197 \times (1{,}7 \times 10^{-27}\ \mathrm{kg})} = 2{,}3 \times 10^{22}\ \mathrm{Atome/m^2}.$$

Bezogen auf einen Quadratmeter Goldfolie entspricht dann die Gesamtfläche unserer fiktiven Scheibchen dem Produkt aus $2{,}3 \times 10^{22}$ Atomen/m^2 und der Scheibchenfläche von $7 \times Z^2 \times 10^{-32}$ m^2, also $1{,}6 \times 10^{-9}$ Z^2 m^2. Das heißt, die Wahrscheinlichkeit, daß ein Alphateilchen zufällig auf den Scheibchenquerschnitt trifft und um einen Winkel von mehr als 90 Grad abgelenkt wird, liegt bei $1{,}6 \times 10^{-9}$ Z^2. (Weil diese Zahl viel kleiner als 1 ist, können wir Überlappungen der Scheibchen vernachlässigen.) Geiger und Marsden hatten bei ihrem Versuch eine Wahrscheinlichkeit von etwa 1/20 000, also 5×10^{-5} erhalten. Von daher mußten sie schließen, daß die Kernladungzahl Z bei Goldatomen annähernd

$$Z \approx \sqrt{\frac{5 \times 10^{-5}}{1{,}6 \times 10^{-9}}} = 180$$

beträgt. Allerdings war dieser Wert äußerst ungenau – tatsächlich tragen Goldkerne nur 79 Elementarladungen. Die Abweichung ist nicht verwunderlich, wenn man bedenkt, daß Geiger und Marsden 1909 gar nicht die Absicht hatten, die Streuwahrscheinlichkeiten exakt zu messen. Aber für kleine Streuwinkel hatten Geiger und Marsden präzisere Werte erhalten, und die zog Rutherford in seiner Veröffentlichung von 1911 heran, um die Kernladungszahl von Gold zu bestimmen. Er bekam einmal den Z-Wert 97 und ein anderes Mal den Wert 114. Um Z auch für verschiedene andere Elemente zu bestimmen, griff Rutherford zusätzlich auf Meßdaten zurück, die J. A. Crowther bei Streuexperimenten mit Betastrahlen gewonnen hatte. Tabelle 4.1 zeigt Rutherfords Ergebnisse im Vergleich zu den heutigen Werten. Ich weiß nicht, warum Rutherford systematisch zu große Kernladungen erhielt; aber sie lagen immerhin in der richtigen Größenordnung und nahmen erwartungsgemäß mit wachsendem Atomgewicht zu.

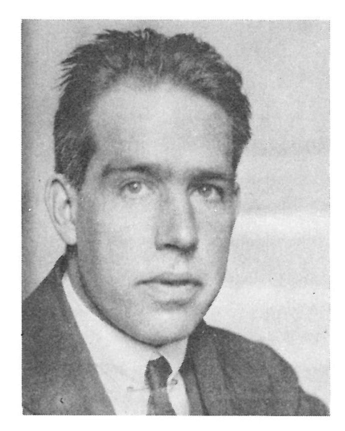
Tabelle 4.1. Atomgewichte und die zugehörigen Kernladungszahlen nach Rutherford

Element	Atomgewicht	Kernladungszahl Z	
		nach Rutherford	heutiger Wert
Aluminium	27	22	13
Kupfer	63	42	29
Silber	108	78	47
Platin	194	138	78

Weitaus wichtiger als die grobe Abschätzung der Kernladung war natürlich, daß Rutherford damit den Nachweis erbracht hatte, daß Alphateilchen in der Tat an kleinen, schweren Kernen positiver Ladung gestreut worden waren. Rutherford hatte zunächst den Stoßparameter für einen bestimmten Streuwinkel ausgerechnet. Quadriert und mit π multipliziert ergibt sich daraus der Wirkungsquerschnitt für eine Streuung, bei der der vorgegebene Streuwinkel überschritten wurde. Nach Rutherfords Formel• ergibt sich bei-

• Rutherford hatte in gewisser Weise Glück, daß seine Rechnung die richtige Formel für Streuwinkel und Streuparameter ergab. Im allgemeinen liefert die klassische Mechanik für Energien und Massen, die in der Größenordnung der Atomkerne liegen, andere ▶

spielsweise für eine Streuung um mindestens 135 Grad ein wesentlich kleinerer Wirkungsquerschnitt als für 90 Grad – er ist immerhin um den Faktor 0,00196 kleiner. Wie wir gesehen haben, läßt sich der Anteil der Alphateilchen, die unter verschiedenen Winkeln gestreut werden, aus dem Produkt der entsprechenden Wirkungsquerschnitte mal der Zahl der Atome pro Quadratmeter Folie berechnen. Daher begannen Geiger und Marsden 1911 damit, die Winkelverteilung der gestreuten Alphateilchen sorgfältig auszumessen – indem sie für die verschiedenen Winkel jeweils die Zahl der gestreuten Teilchen registrierten. Im Jahre 1913 konnten sie bekanntgeben, daß ihre Messungen mit Rutherfords theoretischer Formel übereinstimmten[8]. Damit war Rutherfords Atommodell endgültig bestätigt.



Niels Bohr um 1922.

▶ Ergebnisse als die Quantenmechanik, die die atomaren Gesetze beherrscht. Wie es der Zufall will, gibt es aber eine Situation, in der die klassische Rechnung zum gleichen Ergebnis führt wie die quantenmechanische: dann nämlich, wenn die atomaren Teilchen durch eine Kraft gestreut werden, die umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstandes zwischen den Stoßpartnern ist. Und genau das ist bei der elektrischen Abstoßung zwischen Alphateilchen und Atomkernen der Fall. Hätte Thomson die Streuwinkel für sein Modell eines atomaren Puddings mit Rosinen anhand der klassischen Mechanik berechnet, so hätte er falsche Wirkungsquerschnitte erhalten, und ein angemessener Vergleich mit den Meßwerten von Geiger und Marsden wäre noch gar nicht möglich gewesen.

Ordnungszahlen und radioaktive Zerfallsreihen

Die Entdeckung des Atomkerns löste umwälzende Entwicklungen in der Physik aus. Wenige Monate, nachdem der Bericht über die Entdeckung des Atomkerns gedruckt worden war, traf Rutherford während eines Besuchs in Cambridge mit Niels Bohr zusammen, und ein Jahr später kam dann Bohr nach Manchester zu Rutherford. Bohr konnte die Bewegungen der Elektronen anhand eines Atommodells beschreiben, das die Emission und Absorption von Licht erklärte: Bohr nahm an, daß die Elektronen im Atom um den Atomkern kreisen, und zwar auf ganz bestimmten „erlaubten“ Bahnen. Wenn sie von einer Bahn auf eine andere überwechseln, gewinnen oder verlieren sie dabei ganz bestimmte Quanten an Energie, etwa indem sie Licht absorbieren oder abstrahlen. Bohrs Atommodell führt bereits in die Quantenmechanik, die wir in diesem Buch nicht näher erörtern. Für unsere Zwecke genügt es, einen wichtigen Punkt zu erwähnen: Bohr stellte eine Beziehung zwischen der Kernladung und der Wellenlänge des Lichts her, das Elektronen beim Übergang auf eine der inneren Bahnen im Atom abstrahlen – gewöhnlich Röntgenstrahlung. Mit Hilfe dieser Beziehung (in der auch noch andere atomare Größen stehen) kann man aus der Wellenlänge von Röntgenstrahlen die einzig entscheidende unbekannte Größe in Rutherfords Streuformel bestimmen: die Kernladung.

Um diese Zeit lernte in Manchester gerade ein junger Physiker, wie man die Wellenlänge von Röntgenstrahlen mit großer Genauigkeit messen konnte: H. G. J. Moseley (1887–1915). Er ließ die Strahlen auf Kristalle fallen, um – ähnlich wie bei einem Beugungsgitter – eine wellenlängenabhängige Beugung zu erzielen. Als 1913 Bohrs Arbeiten zum Aufbau der Atome und Moleküle[9] erschienen waren, nutzte Moseley diese Methode, um die Kernladungen bei verschiedenen mittelschweren Elementen zu bestimmen, die in einem für seine Versuche geeigneten Wellenlängenbereich Röntgenstrahlen emittieren. Noch im gleichen Jahr veröffentlichte er die Ergebnisse[10] – sie sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt.

Tabelle 4.2. Moseleys Meßwerte für die Kernladung

Element	Kernladung (in Vielfachen der Elementarladung)	Atomgewicht
Calcium	20,00	40,09
Scandium	nicht gemessen	44,1
Titan	21,99	48,1
Vanadium	22,96	51,06
Chrom	23,98	52,0
Mangan	24,99	54,93
Eisen	25,99	55,85
Kobalt	27,00	58,97
Nickel	28,04	58,68
Kupfer	29,01	63,57
Zink	30,01	65,37

Die Meßwerte in Tabelle 4.2 lassen auffallende Gesetzmäßigkeiten erkennen: Zunächst sind die Kernladungen bis auf Bruchteile von einem Prozent (das ist der Meßfehler) ganzzahlige Vielfache der Elementarladung, nämlich 20, ?, 22, 23, . . ., 30, was nicht weiter überraschte, weil die positiven Kernladungen ja gerade die negativen Elektronenladungen in einem Atom kompensieren mußten. Daß sich diese Erwartung bestätigte und als Kernladung immer ein ganzzahliges Vielfaches der Elementarladung herauskam, bestärkte Moseley darin, seiner Meßmethode und der Bohrschen Theorie zu vertrauen.

Unerwartet an Moseleys Ergebnissen war, daß die Kernladung von einem Element zum nächsten mit zunehmendem Atomgewicht stets um eine Elementarladung zunahm. Eine Ausnahme macht Kobalt – wie man heute weiß, aufgrund der besonders starken Bindung der Kerne von Eisen und Nickel, den Nachbarelementen von Kobalt. Moseley vermutete hinter diesem Schema ein allgemeines Gesetz, das auch für Elemente gilt, die er nicht untersucht hatte. Wenn man sämtliche chemischen Elemente, beginnend mit Wasserstoff, nach ihrem Atomgewicht ordnet, wie in der



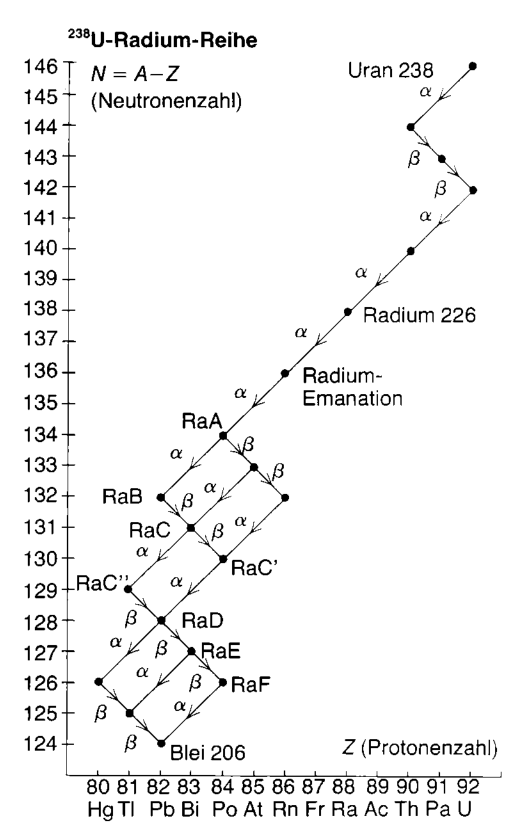
H. G. J. Moseley im Balliol-Trinity-Laboratorium.

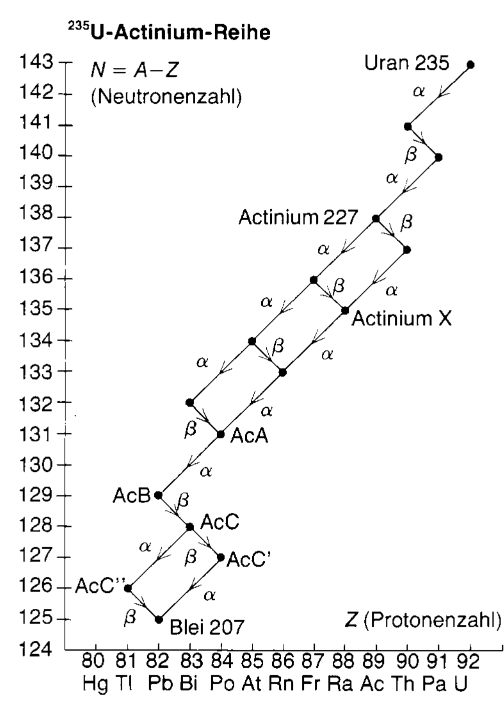
Tabelle auf den Seiten 174 bis 175 – dann folgt in dieser Liste nach Wasserstoff, Helium, Lithium und so fort als Nummer 20 das Element Calcium, Nummer 22 ist Titan und so fort bis Zink mit der Nummer 30. Diese Nummern entsprechen nahezu exakt den von Moseley gemessenen Kernladungen. Bis auf wenige Ausnahmen ist die Zahl, die einem chemischen Element seinen Rang zuweist, gleich der Kernladungszahl – der Kernladung in Vielfachen der Elementarladungen ausgedrückt. Man bezeichnet diese Zahl daher als *Ordnungszahl.* Was für Teilchen auch immer für die positive Kernladung verantwortlich sein mochten: Je größer die Ordnungszahl, desto schwerer war offensichtlich das Atom.

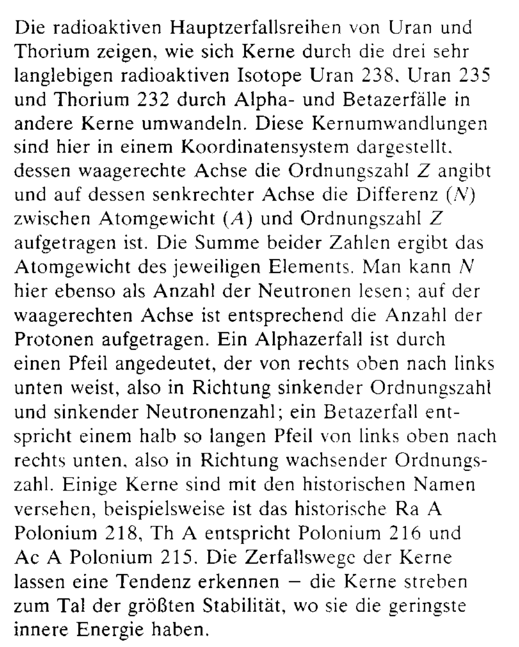
Anhand der Ordnungszahl konnte man nun für jedes Element die Kernladung und damit auch die Anzahl der atomaren Elektronen angeben – sie muß genauso groß sein, damit das Atom insgesamt neutral ist. Gold steht zum Beispiel mit seinem Atomgewicht an der 79. Stelle, weil es nur 78 leichtere Elemente gibt. Folglich mußte der Goldkern eine positive Ladung von 79 Elementarladungen haben und das Goldatom insgesamt 79 Elektronen enthalten. Vor allem wurde nun klar, warum auf der Erde nur ganz bestimmte Elemente vorkommen – und nicht etwa eine zufällige Auswahl aus einer unendlich langen Liste. Es sind gerade die stabilsten Elemente (Elemente, die schwerer sind als Uran, haben so kurze Halbwertszeiten, daß sie in keinem Falle bis heute hätten „überleben" können.) Chemiker brauchen nur die Ordnungszahl – 1, 26 oder 79 – anzugeben, um sich sämtliche Eigenschaften von Wasserstoff, Eisen oder Gold ins Bewußtsein zu rufen; es ist ein wenig wie bei dem vielzitierten Bankett der Komiker, die nur die Nummer eines Witzes zu nennen brauchen, um ihre Kollegen zum Lachen zu bringen. Zu Moseleys Zeit gab es in der Tabelle für die Kernladungen noch vier Lücken – die dann aber geschlossen wurden, als man die fehlenden Elemente entdeckte. Rutherfords alter Mitarbeiter Soddy beschrieb die Situation so: „Moseley hatte sozusagen erstmals die Liste der Elemente verlesen, so daß wir anhand der Reihenfolge etwas über die Anzahl der Elemente sagen konnten, die zwischen Anfang und Ende dieser Liste stehen mußten, und somit absehen konnten, wieviele es noch zu entdecken galt."

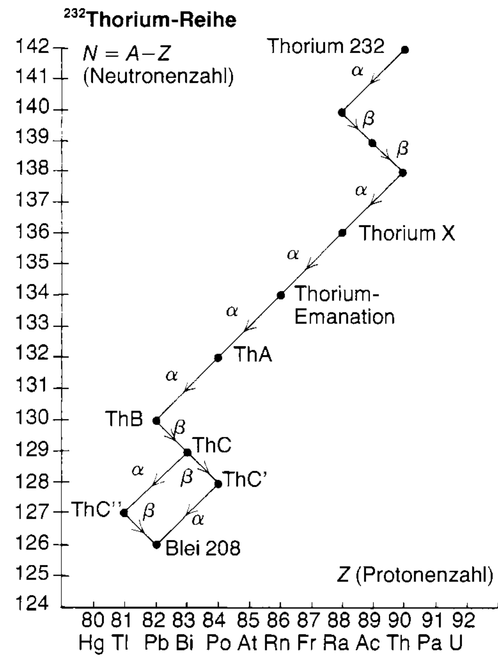
Wie Millionen Soldaten kam Moseley während des Ersten Weltkrieges auf tragische Weise ums Leben – für die Physik war sein Tod ein ganz besonderer Verlust. Bei Kriegsausbruch war Moseley von einer Sitzung der British Association sofort aus Australien nach England zurückgekehrt und als Fernmeldeoffizier in die britische Armee eingetreten. Er fiel im August 1915 während des Gallipoli-Feldzuges bei der Landung in der Bucht von Suvla.

Rutherfords und Moseleys Arbeit trug aber weiterhin Früchte: Schon 1911 hatte Soddy darauf aufmerksam gemacht, daß Atome, die Alphateilchen emittieren, dabei anscheinend immer in ein Element übergehen, das in der Rangliste der Elemente zwei Plätze weiter vorn steht. Darüberhinaus hatten Soddy, K. Fajans und A. S. Russell (die ebenfalls einige Zeit bei Rutherford gearbeitet hatten) 1913 in unabhängigen Experimenten festgestellt, daß die Emission eines Betateilchens zu einer Elementumwandlung führt, bei der sich die Ordnungszahl um 1 erhöht. Beide Beobachtungen waren mit Moseleys Gesetz für den Zusammenhang zwischen Ordnungszahl und Kernladung leicht zu erklären. Alphateilchen (sprich Heliumkerne) tragen die Ladung +2, gemessen in Elementarladungen. (Man beachte, daß Helium die Nummer 2 in der Liste der Elemente ist, die man Periodensystem nennt.) Wenn ein Atomkern ein Alphateilchen emittiert, büßt er dabei zwei Elementarladungen ein. Betateilchen, die ja nichts anderes sind als Elektronen, tragen dagegen eine negative Elementarladung (−1), so daß die Ladung eines Kerns um eine Einheit zunimmt, wenn er ein Betateilchen emittiert. Während Alphateilchen ein merkliches Atomgewicht haben, nämlich 4, ist das Atomgewicht der Betateilchen vernachlässigbar. Bei der Emission eines Alphateilchens verliert ein Atom also 4 atomare Masseneinheiten, während das Atomgewicht bei der Emission eines Betateilchens trotz der Elementumwandlung im wesentlichen unverändert bleibt. Dies sieht heute alles sehr einfach aus, aber 1913 war der Atomkern gerade erst zwei Jahre in der Diskussion. Insofern ist es erstaunlich, daß man schon damals auf Hinweise gestoßen war, die den Kern als Quelle der Alpha- und Beta-Radioaktivität auswiesen: eben die Veränderungen der Kernladungen und Atomgewichte beim radioaktiven Zerfall von Atomen.






Die radioaktiven Hauptzerfallsreihen von Uran und Thorium zeigen, wie sich Kerne durch die drei sehr langlebigen radioaktiven Isotope Uran 238, Uran 235 und Thorium 232 durch Alpha- und Betazerfälle in andere Kerne umwandeln. Diese Kernumwandlungen sind hier in einem Koordinatensystem dargestellt, dessen waagerechte Achse die Ordnungszahl Z angibt und auf dessen senkrechter Achse die Differenz (N) zwischen Atomgewicht (A) und Ordnungszahl Z aufgetragen ist. Die Summe beider Zahlen ergibt das Atomgewicht des jeweiligen Elements. Man kann N hier ebenso als Anzahl der Neutronen lesen; auf der waagerechten Achse ist entsprechend die Anzahl der Protonen aufgetragen. Ein Alphazerfall ist durch einen Pfeil angedeutet, der von rechts oben nach links unten weist, also in Richtung sinkender Ordnungszahl und sinkender Neutronenzahl; ein Betazerfall entspricht einem halb so langen Pfeil von links oben nach rechts unten, also in Richtung wachsender Ordnungszahl. Einige Kerne sind mit den historischen Namen versehen, beispielsweise ist das historische Ra A Polonium 218, Th A entspricht Polonium 216 und Ac A Polonium 215. Die Zerfallswege der Kerne lassen eine Tendenz erkennen – die Kerne streben zum Tal der größten Stabilität, wo sie die geringste innere Energie haben.



Diese Veränderungen machten überdies deutlich, wie kompliziert die radioaktiven Zerfallsreihen waren, die Rutherford und Soddy mit viel Mühe an der McGill-Universität aufgestellt hatten. Wir wollen uns die Thorium-Reihe hier etwas genauer ansehen. Natürliches Thorium – mit Ordnungszahl 90 – besteht überwiegend aus dem langlebigen Isotop ^{232}Th, dessen Atomgewicht 232 beträgt. Ein Atom dieses Isotops ist also 232mal schwerer als ein Wasserstoffatom, und seine Kernladung entspricht 90 Elementarladungen. ^{232}Th emittiert Alphateilchen (mit einer Halbwertszeit von $1{,}41 \times 10^{10}$ Jahren); als Zerfallsprodukt muß ein Element entstehen, dessen Atomgewicht $232 - 4 = 228$ beträgt; die neue Ordnungszahl ist $90 - 2 = 88$. Da 88 die Ordnungszahl von Radium ist, können wir schließen, daß ^{232}Th in ^{228}Ra zerfällt. Nun emittiert ^{228}Ra seinerseits Betateilchen, und zwar mit einer Halbwertszeit von 5,77 Jahren. Es behält also sein Atomgewicht, aber die Ordnungszahl erhöht sich um 1 von 88 auf 89. Das aber ist die Ordnungszahl von Actinium (Ac); mithin zerfällt ^{228}Ra in ^{228}Ac. Nun folgt mit einer Halbwertszeit von 6,13 Stunden ein weiterer Betazerfall des ^{228}Ac, so daß die Ordnungszahl wieder auf 90 ansteigt – es entsteht wieder Thorium, aber diesmal das leichte Isotop ^{228}Th. Es geht weiter mit einem Alphazerfall – Halbwertszeit 1,913 Jahre. Dabei wandelt sich ^{228}Th in ^{224}Ra um – das mit Rutherfords „Thorium X" identisch ist und, wie wir jetzt sehen, in die „vierte Generation" der Zerfallsreihe des natürlichen Thoriums gehört. Als nächstes geht ^{224}Ra durch Emission eines Alphateilchens in Radon (^{220}Ra) über, das die Ordnungszahl $88 - 2 = 86$ hat. Bei Rutherford hieß das ^{220}Ra zunächst „Thorium-Emanation". Nach vier weiteren Alpha- und zwei weiteren Betazerfällen entsteht schließlich Blei, und zwar das häufigste Isotop ^{208}Pb. Jetzt erst ist die Radioaktivität endgültig ausgelöscht. Links ist die vollständige Thorium-Reihe zusammen mit den Zerfallsreihen des Urans dargestellt. Wir werden uns im nächsten Abschnitt Gedanken darüber machen, warum schwere Kerne auf derart komplizierte Weise durch Emission von Alpha- und Betateilchen zerfallen.

Wenn wir die Ganzzahligkeit der Ordnungszahlen in unserer Diskussion so betonen, liegt es nahe, auf die Atomgewichte zurückzukommen und sich zu fragen, warum sie nicht auch ganzzahlig sind. Warum entsprechen sie nicht einfach der Protonenzahl oder der Summe aus Protonen- plus Neutronenzahl? Im Ansatz findet sich die Antwort in zwei epochemachenden Arbeiten von Albert Einstein (1879–1955), nämlich in seinen berühmten Veröffentlichungen von 1905. In dem ersten Artikel „Zur Electrodynamik bewegter Körper" stellt Einstein die Spezielle Relativitätstheorie vor, die die Vorstellungen von Raum und Zeit völlig verändert hat – ein Aspekt, der weit über den Rahmen dieses Buches hinausgeht. In der zweiten Arbeit geht Einstein der Frage nach, wie sich die Spezielle Relativitätstheorie auf die Lichtemission eines bewegten Körpers anwenden läßt: „Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energieinhalt abhängig?" Seine Antwort lautet: Der Energiegehalt eines Körpers ist bei Bewegung größer als in Ruhe – und zwar um einen Betrag, der proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit ist. Einstein deutete seine theoretischen Befunde so: Lichtemission verringert nicht nur die im Körper gespeicherte innere Energie (wie im Fall eines ruhenden Körpers, der Licht emittiert), sondern sie reduziert auch die kinetische Energie des Körpers, indem sie dessen Masse verkleinert. Masseverluste gehen automatisch zu Lasten der kinetischen Energie, die ja nichts anderes ist als das Produkt aus Masse und Geschwindigkeitsquadrat. Für die eine Zu- oder Abnahme der inneren Energie und die damit verbundene Massenänderung stellte Einstein folgende Gleichung auf:

$$\text{Massenänderung} = \frac{\text{Änderung der inneren Energie}}{(\text{Lichtgeschwindigkeit})^2}.$$

Dies war die ursprüngliche Form seiner berühmten Formel $E = mc^2$.

Nun ist die Lichtgeschwindigkeit so hoch ($2{,}9979 \times 10^8$ Meter pro Sekunde), daß die Energieänderungen bei den meisten alltäglichen Vorgängen nur unmerkliche Massenänderungen hervorrufen – man kann sie nicht mehr nachweisen. Beispielsweise werden bei der Verbrennung von einem Kilogramm Erdgas etwa 5×10^7 Joule freigesetzt – wie wir bereits gesehen hatten. Nachdem sich die Verbrennungsprodukte abgekühlt haben (auf Umgebungstemperatur), wiegen sie weniger als ein Kilogramm. Es fehlt ein winziger Betrag von

$$\frac{5 \times 10^7 \text{ J}}{(3 \times 10^8 \text{ m/sek})^2} = 5{,}5 \times 10^{-10} \text{ kg.}$$

Das ist noch nicht einmal die Masse eines Stäubchens! Einstein wußte natürlich, daß bei der Radioaktivität viel größere Energien frei werden, und er vermutete, daß es „nicht unmöglich" sei, seine Theorie für Körper mit stark veränderlichem Energiehaushalt (etwa Radiumsalze) zu überprüfen.

Einsteins Vermutung stimmte, ließ sich jedoch erst bestätigen, als Thomson und Aston die verschiedenen Isotope aussortiert und ihr Atomgewicht präzise gemessen hatten. Heute wissen wir, daß die innere Energie tatsächlich zur Masse beiträgt. Beispielsweise wird beim Alphazerfall von einem Urankern des häufigsten Uranisotops ^{238}U eine Energie von $6{,}838 \times 10^{-13}$ Joule frei, die zum größten Teil als kinetische Energie des Alphateilchens auftaucht. Nach Einsteins Formel sollten die Ruhemassen sämtlicher Zerfallsprodukte insgesamt um

$$6{,}838 \times 10^{-13} \text{ J}/(2{,}9979 \times 10^8 \text{ m/sek})^2 = 7{,}608 \times 10^{-30} \text{ kg}$$

kleiner sein als die Ruhemasse des ^{238}U-Kerns (als Ruhemasse bezeichnet man die Masse eines ruhenden Kerns oder Teilchens).

In bezug auf die atomare Masseneinheit von $1{,}66 \times 10^{-27}$ kg• können wir diesen Massenverlust beim Zerfall des ^{238}U-Kerns auch wie folgt schreiben:

$$\frac{7{,}608 \times 10^{-30} \text{ kg}}{1{,}66 \times 10^{-27} \text{ kg/amu}} = 0{,}0046 \text{ amu.}$$

Um dieses Ergebnis zu überprüfen, müssen wir beachten, daß das Atomgewicht von ^{238}U exakt 238,0508 beträgt und daß ^{238}U in ein Alphateilchen mit Atomgewicht 4,0026 und einen ^{234}Th-Kern mit Atomgewicht 234,0436 zerfällt. Der Massenverlust beträgt somit

$$238{,}0508 - 4{,}0026 - 234{,}0436 = 0{,}0046,$$

entspricht also genau dem, was man aufgrund der Einsteinschen Formel erwartet.

Wir sehen jetzt, daß das Atomgewicht eines Elements nicht nur die Anzahl der Kernteilchen wiedergibt, sondern auch die innere Energie des jeweiligen Kerns. Insofern überrascht es nicht, daß das Atomgewicht nicht exakt einer ganzen Zahl entspricht. Abweichungen von der Ganzzahligkeit hängen überdies damit zusammen, daß Kerne aus zwei Teilchenarten verschiedener Masse zusammengesetzt sind – deren Anzahlen voneinander abweichen können. Ursprünglich dachte man, die Kerne bestünden aus Protonen und Elektronen; doch seit Mitte der dreißiger Jahre war klar, daß es Protonen und Neutronen sind. Für das Atomgewicht spielt die Zusammensetzung allerdings nur eine untergeordnete Rolle, denn dafür, daß die Atomgewichte nicht exakt ganzzahlig sind, ist vor allem die innere Energie der Atomkerne und weniger der Massenunterschied ihrer Bausteine verantwortlich – jedenfalls gilt das mit Ausnahme der leichtesten Kerne.

• Die atomare Masseneinheit wird kurz u oder amu (für **a**tomic **m**ass **u**nit) geschrieben.

Unser Argument läßt sich auch umkehren: Anhand der Atommassen verschiedener Isotope können wir beurteilen, wieviel Energie sie beim radioaktiven Zerfall und anderen Reaktionen freisetzen. Schauen wir uns noch einmal einige Isotope, etwa in Tabelle 3.4, an. Das Atomgewicht für die leichtesten Elemente liegt nur wenig über einer ganzen Zahl (Wasserstoff hat das Atomgewicht 1,00793, Helium 4,0026). Für Kohlenstoff ist das Atomgewicht definitionsgemäß gleich 12. Bei mittelschweren Kernen liegt es etwas unter einer ganzen Zahl; Beispiele sind Sauerstoff (15,99491), Chlor (34,96885), Eisen (55,9349) und so fort. Schließlich liegen die Atomgewichte bei den schwereren Elementen wieder etwas über einer ganzen Zahl, etwa bei Radium (226,0254), Thorium (232,0382) und so fort. Daraus können wir schließen, daß die innere Energie pro Kernteilchen bei den mittelschweren Kernen am geringsten ist, jedoch für leichtere und schwerere Kerne größer wird. (Warum das so ist, werden wir im nächsten Abschnitt sehen.) Gewöhnliche Isotope mittelschwerer Kerne besitzen keinen Überschuß an innerer Energie und sind deshalb nicht radioaktiv. Auch die gewöhnlichen Isotope leichter Kerne können nicht radioaktiv zerfallen, denn die möglichen Zerfallsprodukte müßten dann einen noch größeren Überschuß an innerer Energie haben. Aber schwere Kerne verfügen über einen größeren Überschuß an innerer Energie als die leichteren Kerne, in die sie zerfallen können. Daher kommt es hier zum Zerfall, und dabei wird Energie frei.

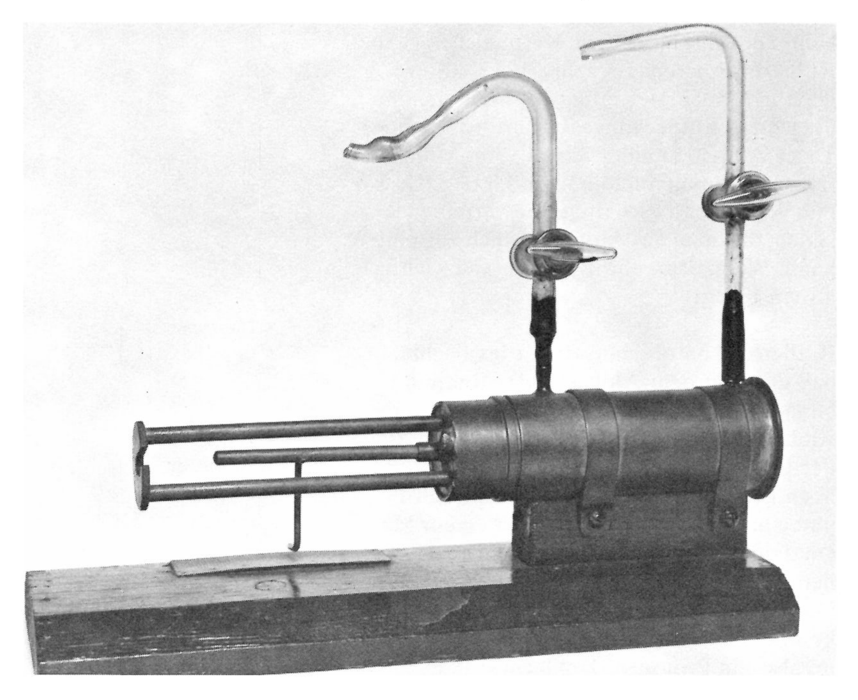
Das Neutron

Zwanzig Jahre nach der Entdeckung des Atomkerns glaubten die meisten Physiker immer noch, daß die Kerne sämtlicher Elemente aus Wasserstoffkernen (später Protonen genannt) und Elektronen bestünden. Beispielsweise erwartete man, daß Alphateilchen, sprich Kerne von Helium – mit Atomgewicht 4 und Ordnungszahl 2 – aus vier Protonen und zwei Elektronen bestehen, die in der Tat eine Kernladung von $4 - 2 = 2$ Elementarladungen ergeben würden. In ähnlicher Weise erklärte man beim Sauerstoffatom das Atomgewicht 16 und die Ordnungszahl 8 damit, daß insgesamt 16 Protonen und 8 Elektronen im Kern enthalten seien – wenngleich auch oft vermutet wurde, es handele sich um ein System aus vier Alphateilchen. Und so ging es bis zu den schwersten Kernen wie dem Urankern, der bei einem Atomgewicht von 238 und einer Ordnungszahl von 92 dann 238 Protonen und $238 - 92 = 146$ Elektronen enthalten sollte.

Um herauszufinden, woraus der Kern wirklich besteht, mußte man ihn „auseinanderbrechen" und nachschauen, was dabei herauskam. Die Abspaltung von Kernteilchen gelang Rutherford bereits im Jahre 1917, als er noch in Manchester tätig war. Man erzählte über diese Entdeckung, Rutherford sei eines Tages zu spät zu einer Sitzung von Militärberatern gekommen und habe erklärt: „Ich war mit Versuchen beschäftigt, die vermuten lassen, daß man das Atom künstlich aufspalten kann. Wenn das wahr ist, ist das viel wichtiger als ein Krieg!"[12]

Rutherford hatte schon früher beobachtet, daß eine mit dem Alphastrahler Radium C beschichtete Metallprobe auch Teilchen abstrahlt, die auf einem Zinksulfidschirm jenseits der Reichweite von Alphateilchen (in Luft) noch Lichtblitze hervorrufen. Rutherford untersuchte dieses Phänomen in einem Magnetfeld und zog den Schluß, daß es sich bei den Teilchen, die wesentlich größere Entfernungen als die Alphateilchen überwinden konnten, um Wasserstoffkerne handeln mußte, also um Protonen. Unklar war jedoch, ob

diese Protonen nur Rückstoßkerne der Wasserstoffatome waren, die sich zufällig auf der Metallprobe befanden und von den Alphateilchen getroffen wurden, oder ob sie tatsächlich aus schwereren Elementen herausgeschlagen worden waren. Um diese Frage zu untersuchen, stellte Rutherford eine Radium C-Quelle in einen evakuierten Metallbehälter, dessen Öffnung mit einer dünnen Silberplatte verschlossen war. Die Platte hatte eine doppelte Funktion: Sie sollte die Alphateilchen durchlassen, so daß sie auf einen Zinksulfidschirm treffen konnten, und gleichzeitig verhindern, daß Luft in den Behälter strömte. Rutherford beobachtete, wie sich die Zahl der Lichtblitze auf dem Szintillationsschirm änderte, wenn er verschiedene Metallfolien zwischen Silberplatte und Zinksulfidschirm stellte oder das Gas im Behälter austauschte. In der Regel verringerte sich die Anzahl der Szintillationen (pro Sekunde) proportional zum Absorptionsvermögen der Folien und der Gase – mit einer Ausnahme: Wenn man trockene Luft in den Behälter hineinließ, stieg die Zählrate. Rutherford führte sein Experiment nun mit allen Bestandteilen von Luft getrennt durch – Sauerstoff, Stickstoff, und so fort – und stellte schließlich fest, daß die beobachtete Zunahme auf Stößen zwischen den Alphateilchen aus der Radium C-Quelle und Stickstoffkernen beruhte.



Rutherford hatte damit herausgefunden, daß Alphateilchen ein Proton aus einem Kern freisetzen können. Daß man dies nicht schon viel früher feststellte, hat einen sehr einfachen Grund: Die elektrische Abstoßung zwischen den positiv geladenen Alphateilchen und einem schweren Kern – etwa einem Goldkern mit einer positiven Ladung von 79 Elementarladungen – war viel zu stark, als daß ein Alphateilchen nahe genug an den Kern herankommen konnte. (Wie wir schon früher gesehen haben, kommen Alphateilchen mit damals typischen Geschwindigkeiten selbst bei Zentralstößen nur bis auf $3 \times 79 \times 10^{-15} = 340 \times 10^{-15}$ Meter an den Mittelpunkt eines Kernes mit Ordnungszahl 79 heran, aber der Goldkern hat – wie wir heute wissen – nur einen Radius von ungefähr 8×10^{-15} Meter.) Beim Stickstoff entspricht die Kernladung dagegen nur 7 Elementarladungen.

Rutherfords Metallkammer, in der er mit Alphateilchen Protonen aus Stickstoffkernen abspaltete.

Daher konnten die außergewöhnlich energiereichen Alphateilchen aus der Radium C-Quelle sehr nahe an den Kern herankommen und gelegentlich ein äußeres Proton treffen. Jedenfalls kam Rutherford im Jahre 1919 zu folgendem Ergebnis: „Aufgrund der bisherigen Ergebnisse kann man sich dem Schluß schwerlich widersetzen, daß die weitreichenden Atome, die aus dem Stoß von Alphateilchen mit Stickstoffatomen hervorgehen, keine Stickstoffatome sind, sondern wahrscheinlich Wasserstoffatome oder Atome der Masse 2. Wenn das der Fall ist, müssen wir schließen, daß das Stickstoffatom durch die starken Kräfte bei einem nahen Stoß mit einem Alphateilchen zerfällt und das ‚befreite' Wasserstoffatom zuvor einen Bestandteil des Stickstoffkerns bildete . . . Die Ergebnisse als Ganzes weisen darauf hin, daß man mit Alphateilchen oder vergleichbaren Teilchen, wenn sie nur mit entsprechend hoher Energie für Experimente zur Verfügung ständen, die Kernstruktur von vielen leichteren Atomen aufbrechen kann."[13]

Die Entdeckung der aus Stickstoffkernen abgespaltenen Protonen und der schon lange bekannte Betazerfall bestimmter Kerne schien nur zu bestärken, was man allgemein annahm: daß Kerne aus Protonen und Elektronen bestehen. In einer berühmten Rede spekulierte Rutherford 1920 vor der Royal Society mit prophetischer Sicherheit über neuartige Atomkerne, die er allerdings als Systeme aus Protonen und Elektronen darstellte.[14] Zu Rutherfords hypothetischen Kernen gehörte auch einer mit dem Atomgewicht 1 und der elektrischen Ladung 0 – ein „Neutron", das freilich als Proton plus Elektron beschrieben wurde. Keiner verstand, warum einige Elektronen im Kern gebunden sein sollten, während andere auf viel größeren Bahnen außerhalb des Kerns kreisten. Und natürlich hatte auch noch niemand eine Vorstellung davon, welche Kräfte über die extrem kurzen Entfernungen im Kern wirken könnten, um die entgegengesetzt geladenen Kernteilchen auseinanderzuhalten.

Aber dann kam 1932 die Entdeckung eines neutralen Kernteilchens – das Verdienst von James Chadwick (1891–1974), der damals am Cavendish-Laboratorium arbeitete. Chadwick hatte in Manchester bei Rutherford studiert und nach dessen Entdeckung der Stickstoffumwandlung in den Jahren 1917

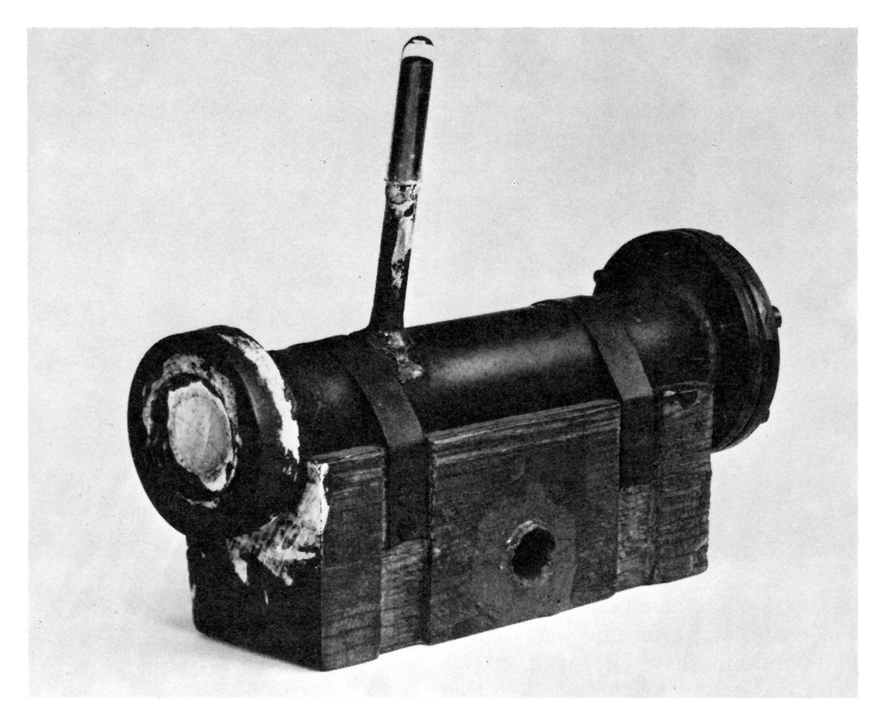


James Chadwick

und 1918 mit seinem Lehrer die Umwandlung anderer leichter Elemente wie Aluiminium, Phosphor und Fluor untersucht. 1932 hatte sich Chadwick in der Physik durch eigene Arbeiten einen Namen gemacht – er war Mitglied der Royal Society und leitete als Rutherfords Stellvertreter das Cavendish-Laboratorium.

Im Jahre 1932 stand Chadwick ganz unter dem Eindruck einer überraschenden Entdek-

kung von Irène und Frédéric Joliot-Curie.[15] Sie hatten mit neuen Strahlen experimentiert, die W. Bothe und H. Becker einige Jahre zuvor entdeckt hatten. Wenn Beryllium und andere leichte Elemente mit den sehr schnellen Alphateilchen des radioaktiven Elements Polonium beschossen wurden, entstanden Strahlen, die ein wesentlich größeres Durchdringungsvermögen hatten als Protonen, die bei Stößen zwischen Alphateilchen und Stickstoffkernen emittiert wurden und die Rutherford schon früher untersucht hatte. Man hielt diese „neuen" Strahlen zunächst wie Licht-, Röntgen- oder Gammastrahlen für eine Form der elektromagnetischen Strahlung. Dann aber beobachtete das Ehepaar Joliot-Curie, daß die Berylliumstrahlen aus wasserstoffreichen Substanzen wie Paraffin Protonen herausschlugen. Das allein wäre vermutlich nicht überraschend gewesen, aber bei dem Versuch, die Protonen in einem Magnetfeld abzulenken, stellte sich heraus, daß sie unerwartet hohe Geschwindigkeiten hatten. Das Ehepaar Joliot-Curie berechnete die Energie der Berylliumstrahlung unter der Annahme, daß es elektromagnetische Strahlung wäre; sie kam zu dem Ergebnis, daß ein Berylliumkern zehnmal mehr Energie freisetzen müßte als die Alphateilchen mitbringen, wenn sie die Berylliumstrahlen erzeugen. Das Ehepaar Joliot-Curie zog sogar in Betracht, daß der Energieerhaltungssatz bei diesen Prozessen verletzt sein könnte.



Chadwicks Neutronenkammer.

Chadwick begann seine Experimente mit den Berylliumstrahlen damit, daß er sie auf andere Materialien als Paraffin richtete. Er stellte bald fest, daß nicht nur der Wasserstoffkern, sondern auch andere Kerne von diesen Strahlen freigestoßen werden konnten. Solche Kerne erreichten jedoch nur wesentlich geringere Geschwindigkeiten als die Wasserstoffkerne. Abnehmende Rückstoßgeschwindigkeiten bei zunehmendem Atomgewicht des Rückstoßkerns entsprachen aber genau dem, was man erwartet, wenn Berylliumstrahlen keine elektromagnetische Strahlung sind, sondern aus Teilchen bestehen, deren Masse ungefähr so groß ist wie die Protonenmasse. Genau wie zuvor bei den Stößen zwischen Alphateilchen und Kernen gab es auch bei einem Zentralstoß zwischen den Teilchen der Berylliumstrahlen und Kernen zwei Unbekannte – sofern die Massen und die Anfangsgeschwindigkeiten der Teilchen gegeben waren: Die Endgeschwindigkeit der Strahlteilchen und die Rückstoßgeschwindigkeit der von ihnen getroffenen Kerne. Dabei sind wieder zwei Bedingungen zu beachten: die Energie- und Impulserhaltung. Die beiden entsprechenden Gleichungen lassen sich nach den beiden unbekannten Geschwindigkeiten auflösen (siehe Anhang J), so daß man für die Rückstoßgeschwindigkeit des getroffenen Kerns folgende Formel erhält:

$$\frac{\text{Rückstoßgeschwindigkeit des Kerns}}{} = 2 \times \text{Anfangsgeschwindigkeit des Strahlteilchens} \times \frac{\text{Atomgewicht des Strahlteilchens}}{\text{Atomgewicht des Kerns} + \text{Atomgewicht des Strahlteilchens}}.$$

Zwar war die Anfangsgeschwindigkeit der Strahlteilchen unbekannt, aber das Atomgewicht ließ sich gleichwohl anhand dieser Formel bestimmen: Man muß das Verhältnis der Rückstoßgeschwindigkeiten für zwei unterschiedlich getroffene Kerne bilden, so daß sich die Anfangsgeschwindigkeit wegkürzt und man die Gleichung nach dem Atomgewicht der Strahlteilchen auflösen kann. Auf diese Weise wertete Chadwick Meßdaten von Norman Feather aus und stellte fest, daß ein und derselbe Berylliumstrahl bei Wasserstoffkernen (mit Atomgewicht 1) eine Rückstoßgeschwindigkeit von $3{,}3 \times 10^7$ m/sek erzeugte, während die entsprechende Geschwindigkeit bei Stickstoffkernen (mit Atomgewicht 14) $4{,}7 \times 10^6$ m/sek erreichte. Wenn man annimmt, daß die Strahlteilchen eine feste Anfangsgeschwindigkeit und ein einheitliches Atomgewicht besitzen, müssen sich die Rückstoßgeschwindigkeiten zweier verschiedener Kerne aufgrund der Formel umgekehrt verhalten wie die Summen der Atomgewichte von Strahlteilchen und Zielkern, also

$$\frac{3{,}3 \times 10^7}{4{,}7 \times 10^6} = \frac{14 + \text{Atomgewicht des Strahlteilchens}}{1 + \text{Atomgewicht des Strahlteilchens}}.$$

Für das Atomgewicht des emittierten Strahlteilchens erhalten wir als Lösung schließlich den Wert 1,16; machen wir die Probe: Rechts steht der Wert 15,16/2,16 = 7,02 und links 3,3 × 10/4,7 = 7,02. Leider waren die Geschwindigkeitsmessungen mit einem großen Fehler – um 10 Prozent – behaftet, und Chadwick konnte deshalb nicht mehr beweisen als die Behauptung, daß die Masse des Strahlteilchens ziemlich nahe an die Masse des Protons, das heißt des Wasserstoffkerns, herankommt.

Eine andere Eigenschaft der Teilchen in den Berylliumstrahlen war von Anfang an bekannt: Ihre große Reichweite ließ darauf schließen, daß sie elektrisch neutral sind. (Geladene Teilchen haben geringere Reichweiten, weil sie durch die elektrischen Felder innerhalb der Atome abgelenkt werden. Darum können die elektrisch neutralen Gammastrahlen wesentlich weiter in ein Material eindringen als Alpha- oder Betastrahlen.) Neutrale Teilchen mit einem Atomgewicht um 1 paßten genau in das Bild, das Rutherford 1920 vor der Royal Society von einem elektrisch neutralen Teilchen entworfen hatte, das sich aus einem Proton und einem Elektron zusammensetzt. Chadwick teilte sein Ergebnis also dem Kapitza-Klub mit, einem Kreis von Physikern des Cavendish-Laboratorium, der sich auf Anregung des russischen Physikers Peter Leonidovich Kapitza (geb. 1894) als ungezwungenes Diskussionsforum gebildet hatte. Einige Tage später (am 27. Februar 1932), veröffentlichte Chadwick seine Entdeckung in der Zeitschrift *Nature*; in ausführlicherer Form erschienen diese Ergebnisse etwas später in den *Proceedings of the Royal Society*[16] – und hier nannte Chadwick das neue Teilchen erstmals bei dem Namen, unter dem es seither bekannt ist: Neutron.

Chadwick betrachtete das Neutron wie Rutherford als eine Zusammensetzung aus Proton und Elektron, aber nicht als ein selbständiges Elementarteilchen. Diese Ansicht schien sich durch eine genauere Massenbestimmung des Neutrons zu bestätigen – dabei wurden allerdings Neutronen untersucht, die Alphateilchen beim Stoß mit Borkernen (und nicht

Berylliumkernen) erzeugt hatten. Es sah so aus, als ob die Masse des Neutrons etwas geringer wäre als die Masse von Proton und Elektron zusammen, was man aufgrund der Einsteinschen Beziehung zwischen Energie und Masse auch erwarten mußte. (Die innere Energie, und das heißt die Masse eines stabilen zusammengesetzten Systems, muß geringer sein als die der „ungebundenen" Bestandteile; ansonsten könnte sich das System spontan in seine Bestandteile auflösen, weil dabei Energie frei wird, das heißt, es wäre instabil.)

In seinen Arbeiten von 1932 stellte Chadwick keine Vermutungen über einen Zusammenhang zwischen den Neutronen und dem Aufbau der Atomkerne an. Noch im selben Jahr griff Werner Heisenberg (1901–1976) dieses Problem auf,• der sich schon zwischen 1925 und 1926 durch seine grundlegenden Beiträge zur Quantenmechanik einen Namen gemacht hatte. In mehreren Artikeln der *Zeitschrift für Physik*[17] diskutierte Heisenberg 1932 die These, daß Kerne aus Protonen und Neutronen bestehen und durch den wechselseitigen Austausch von Elektronen zusammengehalten werden. Das heißt, ein Neutron gibt sein Elektron ab und wird zum Proton; das freigesetzte Elektron wird von einem anderen Proton aufgenommen, das sich dabei in ein Neutron verwandelt. Bei diesem Prozeß werden Energie, Impuls und Ladung ausgetauscht, und es entsteht eine sogenannte Austauschkraft. Aber auch Heisenberg betrachtete das Neutron immer noch als Zusammensetzung aus einem Proton und einem Elektron, und man konnte nach wie vor glauben, der Kern sei im Grunde aus Protonen und Elektronen aufgebaut.

Diese Interpretation des Neutrons und damit auch des Kernaufbaus war jedoch bereits widerlegt, und zwar durch Befunde von unerwarteter Seite. Im Jahre 1929 hatten Walter Heitler (geb. 1904) und Gerhard Herzberg (geb. 1904) gezeigt, daß das Spektrum zweiatomiger Moleküle wie Sauerstoff (O_2) oder Stickstoff (N_2) entscheidend davon abhängt, ob die jeweiligen Atomkerne eine gerade oder ungerade Anzahl von Kernteilchen enthalten; als Kernteilchen stellte man sich damals natürlich Protonen und Elektronen vor. Die Spektren von Molekülen hängen unmittelbar mit ihren quantenmechanischen Energiezuständen zusammen. Moleküle können – wie Atome – nur ganz bestimmte Energieniveaus besetzen. Wenn sie von einem solchen Energiezustand in einen anderen übergehen, emittieren oder absorbieren sie Licht charakteristischer Energie und Wellenlänge – so entsteht ihr Spektrum. Wenn ein Molekül aus zwei identischen Kernen besteht, die beide eine gerade Zahl von Kernteilchen enthalten, dann ist nur die Hälfte der Energieniveaus möglich, die normalerweise bei einem Paar nichtidentischer Kerne auftreten – es fehlt eine Hälfte der Niveaus. Bei zwei gleichen Kernen mit einer ungeraden Anzahl von Teilchen fehlt die andere Hälfte der Energieniveaus. Aufgrund dieses Zusammenhanges konnte man aus dem Spektrum des Sauerstoffs ableiten, daß der Sauerstoffkern eine gerade Anzahl von Teilchen besitzt. Das war natürlich keine Überraschung, denn man ging ja davon aus, daß der Sauerstoffkern mit Atomgewicht 16 und Ordnungszahl 8 aus 16 Protonen und $16 - 8 = 8$ Elektronen besteht; das ergibt insgesamt $16 + 8 = 24$ Teilchen – eine gerade Zahl. Die Überraschung kam jedoch, als Heitler und Herzberg spektroskopische Messungen von F. Rasetti auswerteten und herausfanden, daß auch der Stickstoffkern eine gerade Anzahl von Teilchen enthält. Wenn der Stickstoff (Atomgewicht 14, Ordnungszahl 7) nur aus Protonen

• Zu dieser Zeit zogen auch andere Physiker als Heisenberg in Betracht, daß der Kern aus Protonen und Neutronen besteht. Auf einem Symposium zur Geschichte der Kernphysik erwähnte Emilio Sergrè in diesem Zusammenhang die sowjetischen Physiker E. Iwanenko und I. E. Tamm sowie den Italiener Ettore Majorana, der einige Jahre später nach einer kurzen, glänzenden Karriere auf mysteriöse Weise verschwand und verschollen blieb. Sergrè berichtete, Majorana und er hätten die ersten Nachrichten von Joliot-Curies Entdeckung gemeinsam erfahren; als Majorana davon hörte, daß bei Beschuß mit Berylliumstrahlen unerwartet hohe Rückstoßgeschwindigkeiten beobachtet worden waren, soll er ausgerufen haben: „Oh, schau dir diese Idioten an; sie haben das neutrale Proton entdeckt und es gar nicht gemerkt!"

und Elektronen bestünde, müßte er 14 Protonen und 14 − 7 = 7 Elektronen, zusammen 14 + 7 = 21 Teilchen enthalten − eine ungerade Zahl, die im krassen Widerspruch zur Struktur des N_2-Molekülspektrums stand.

Das Problem war auf einfache Weise zu lösen, wenn man das Neutron als eigenständiges Elementarteilchen wie Proton und Elektron ansah. Wenn nämlich der Kern aus Protonen und Neutronen bestand, die ja ungefähr die gleichen Massen besitzen, dann mußte das Atomgewicht ungefähr der Gesamtzahl von Neutronen und Protonen entsprechen. Die Ordnungszahl eines solchen Kerns ist gleich der Anzahl seiner Protonen, denn sie sind die einzigen geladenen Teilchen im Kern. Für die Protonen- und Neutronenzahl ergibt sich demnach folgende Regel:

Anzahl der Protonen = Kernladungszahl = Ordnungszahl

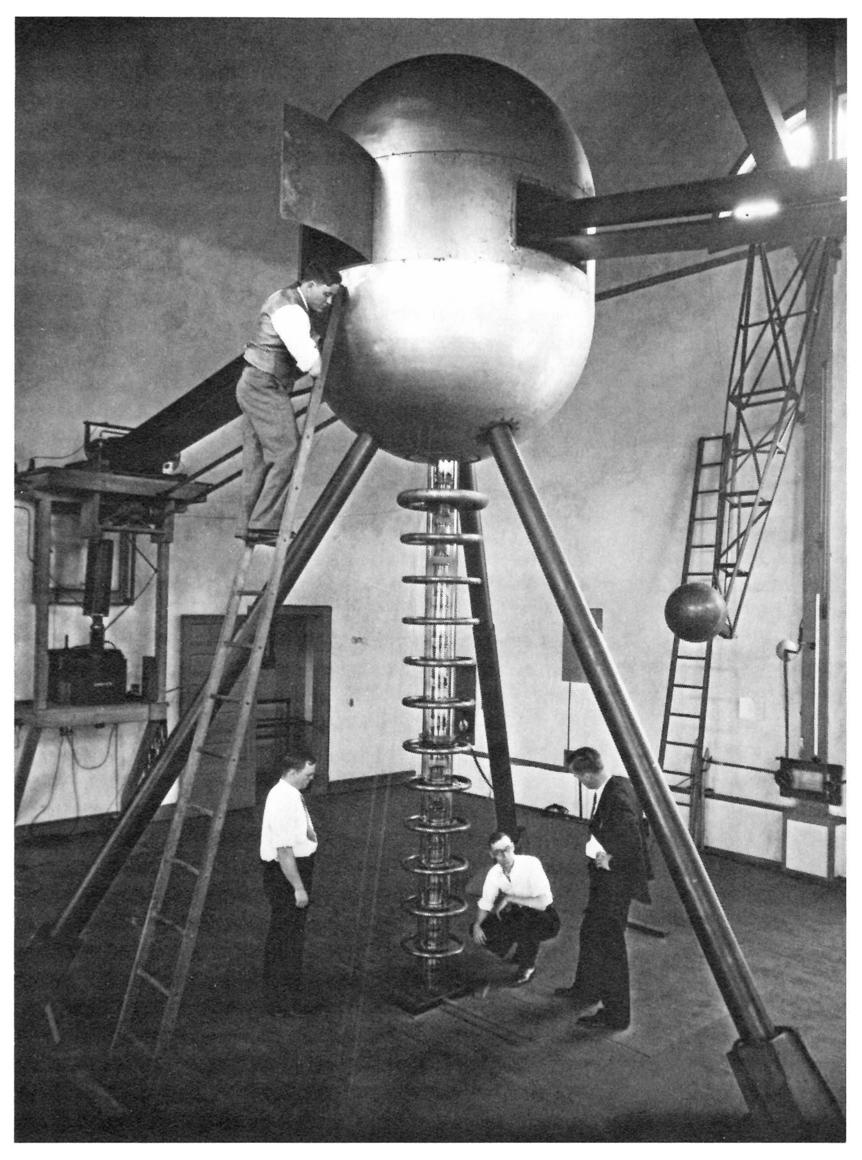
und

Anzahl der Neutronen = Atomgewicht − Ordnungszahl,

so daß sich das Atomgewicht als Summe ergibt. Im ^{16}O-Kern beispielsweise sollten 8 Protonen und 8 Neutronen enthalten sein, also insgesamt eine gerade Zahl von Teilchen. Andererseits mußte dann ^{14}N aus 7 Protonen und 7 Neutronen, also insgesamt 7 + 7 = 14 Teilchen zusammengesetzt sein, und die nunmehr gerade Zahl paßte zu dem beobachteten Molekülspektrum.

Chadwick kannte diese Überlegungen, nahm sie jedoch anscheinend nicht besonders ernst. Gegen Ende seines Artikels von 1932 bemerkt er: „Man kann natürlich auch annehmen, das Neutron sei ein Elementarteilchen. Doch hat diese Ansicht derzeit wenig für sich, mit Ausnahme der Tatsache, daß sie möglicherweise die Statistik von Kernen wie ^{14}N erklären könnte." (Chadwick gebraucht hier das Wort Statistik, weil sich Kerne mit gerader beziehungsweise ungerader Teilchenzahl auch statistisch unterscheiden, wenn man das Verhalten von vielen Kernen betrachtet.) Ich weiß nicht, warum Chadwick und Heisenberg das Problem des Molekülspektrums beiseite schoben, einmal abgesehen davon, daß man sich allgemein scheute, neue Elementarteilchen einzuführen − die Abneigung ging damals soweit, daß die Physiker eher daran dachten, bewährte physikalische Prinzipien aufzugeben, als ein neues Teilchen in Betracht zu ziehen. Wir haben ein solches Beispiel schon früher in diesem Abschnitt gesehen. Das Ehepaar Joliot-Curie war eher bereit, den Energieerhaltungssatz aufzugeben, als ein neues massereiches, neutrales Teilchen zu fordern, um das Verhalten der Berylliumstrahlen zu erklären. (Sie wußten nichts von Rutherfords Vorschlag aus dem Jahre 1920, ein neutrales System aus Elektron und Proton als Ursache zu betrachten.) Es gibt weitere Beispiele, wie wir im nächsten Kapitel noch sehen werden, wenn wir zum Neutrino und Positron kommen.

Seit wann das Neutron allgemein als Elementarteilchen anerkannt ist, läßt sich nur schwer mit Jahr und Tag festlegen. Sicher war eine genauere Messung der Neutronenmasse ein wichtiges Datum: Chadwick und Maurice Goldhaber (geb. 1911) bestrahlten 1934 ^{2}H-Kerne (Deuteronen) mit Gammastrahlen, um sie in ein Proton und ein Neutron zu zerlegen. Dabei zeigte sich, daß die Masse des Neutrons ein bißchen größer war als die Summe aus Protonen- und Elektronenmasse − ganz im Gegensatz zu dem, was man bei einem neutralen Teilchen aus Proton und Elektron erwarten würde. (Die Masse des Neutrons ist um 0,138 Prozent größer als die des Protons und um nur 0,083 Prozent größer als die Summe aus Protonen- und Elektronenmasse − so der heutige Stand). Wichtiger als diese Massenbestimmung war aber ein Experiment, daß Merle A. Tuve (1901−1982)



Der Van de Graaff-Beschleuniger für die Proton-Proton-Streuexperimente von 1936. Auf dem Photo von 1935 erkennt man – von links nach rechts: O. Dahl, C. F. Brown, L. R. Hafstad, und M. A. Tuve.

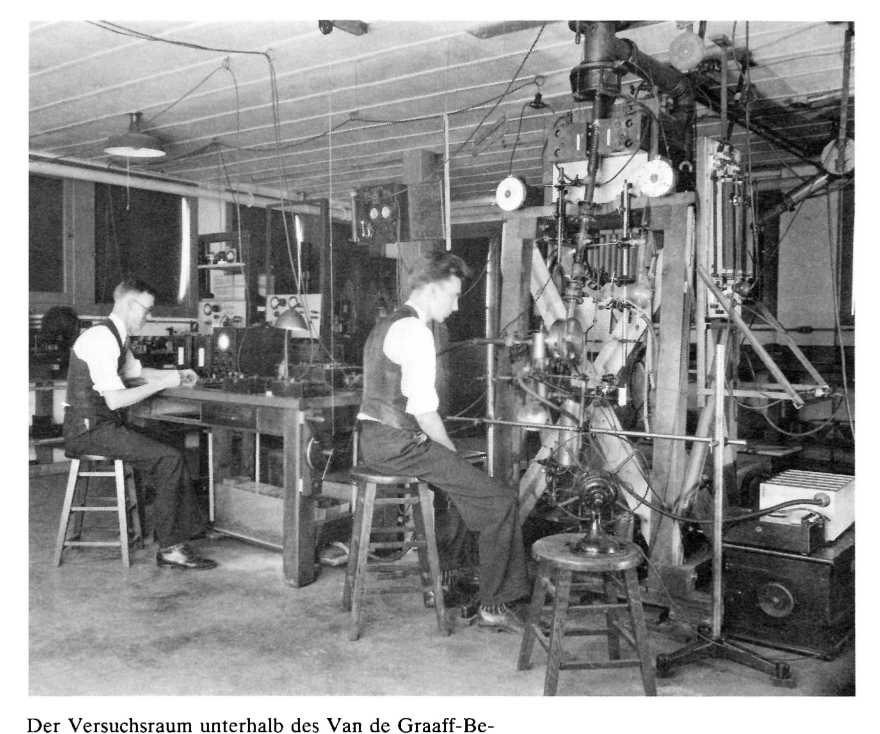
mit N. Heydenberg und L. R. Hafstad 1936 in den USA durchführte: die Streuung von Protonen an Protonen.[18] Heisenberg hatte vermutet, daß Protonen und Neutronen untereinander Kräfte ausüben, indem sie Elektronen austauschen. Wenn aber Protonen keine Elektronen enthielten, waren keine merklichen Kräfte zwischen den Kernteilchen zu erwarten – außer natürlich der wesentlich schwächeren elektrischen Abstoßung. Tuve, Heydenberg und Hafstad fanden jedoch, daß Protonen an den Protonen in einer Wasserstoffprobe stark gestreut werden, was auf eine starke Kraft zwischen zwei Protonen hinwies – diese Kraft war fast genauso stark wie die Kraft zwischen einem Neutron und einem Proton. In einem *Physical Review*-Artikel zu diesem Experiment vermuteten Gregory Breit und Eugene Feenberg, daß die Kernkräfte ladungsunabhängig sind: Sie verhielten sich so, als ob Neutron und Proton Zwillingsbrüder seien.[19] (Einen ähnlichen Vorschlag machten – in der gleichen Ausgabe der *Physical Review* – B. Cassen und E. U. Condon.) Die These, das Neutron sei weniger elementar als das Proton, war nun nicht mehr zu halten.

Wenn Neutronen nicht aus Protonen und Elektronen bestehen und überhaupt keine Elektronen im Kern vorhanden sind, woher stammen dann die Elektronen, die bestimmte Kerne beim Betazerfall emittieren? Die Antwort kam schon 1933, im ersten Jahr nach der Entdeckung des Neutrons. In Rom hatte Enrico Fermi (1901–1954) eine neue Theorie des Betazerfalls entwickelt und der Zeitschrift *Nature* einen Artikel darüber angeboten, der jedoch abgelehnt wurde. Fermis „Versuch einer Theorie der β-Strahlen" erschien 1934 in der *Zeitschrift für Physik*.[20] Nach Fermis Theorie ähnelt die Emission eines Elektrons beim Betazerfall in gewisser Hinsicht der Lichtemission eines angeregten Atoms: Das Betateilchen ist ebensowenig im Kern enthalten wie Licht im Atom; beides entsteht erst in dem Augenblick, in dem es emittiert wird. Die Emission von Betateilchen beruht allerdings nicht – wie die Lichtemission – auf dem Elektromagnetismus, sondern auf einer völlig neuen Kraft, die man als *schwache*

Wechselwirkung bezeichnet. George Gamow hat den Betazerfall in einem bezaubernden Vergleich mit Seifenblasen verdeutlicht: Das Elektron ist vor seiner Emission ebensowenig im Kern vorhanden wie Seifenblasen in einer Seifenlauge, bevor man gepustet hat.

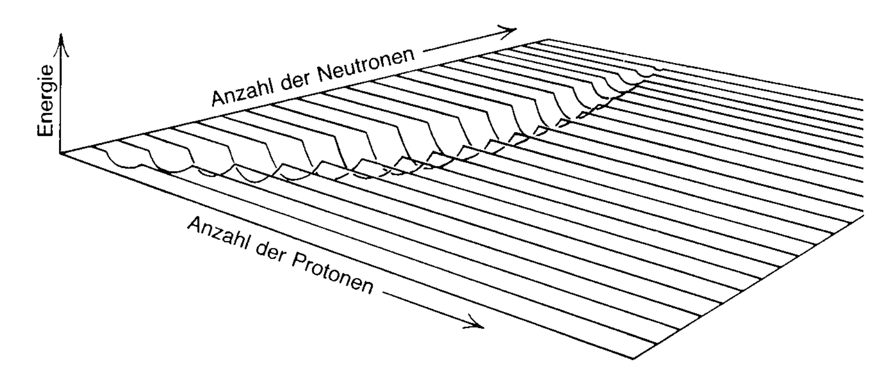
Mit Chadwicks Entdeckung des Neutrons, Fermis Theorie des Betazerfalls und den Beschleunigern von Cockcroft, Walton und E. O. Lawrence begann die moderne Kernphysik. Was man seitdem über den Aufbau und die Natur des Kerns gelernt hat, würde den Rahmen dieses Buches sprengen. Aber einer interessanten Frage wollen wir noch nachgehen: Wie hat man nach 1933 die Spektren des radioaktiven Alpha- und Betazerfalls verstanden, die Rutherford und Soddy bereits Jahre zuvor an der McGill-Universität untersucht hatten?

Um hier weiterzukommen, brauchen wir eine spezielle Karte von allen Isotopen sämtlicher Elemente. Und zwar benutzen wir die Zahl der Protonen und Neutronen wie Länge und Breite als Koordinaten und zeichnen nun als Höhenprofile die Energie ein, die Kerne mit gleicher Neutronenzahl pro Kernteilchen enthalten. Angenommen, wir fangen mit den leichtesten Kernen an, dann wird allmählich ein tiefes Tal sichtbar, das sich von links nach rechts nahezu diagonal über die Karte erstreckt. Auf der Talsohle finden sich dann Kerne, die ebensoviele Protonen wie Neutronen enthalten: ^{4}He, ^{6}Li, ^{8}Be, ^{10}B, ^{12}C, ^{14}N, ^{16}O und so weiter. Man kann zeigen, daß die Kernkräfte in diesen Kernen für eine besonders starke Bindung sorgen, so daß die Energie besonders niedrig ist. Für Kerne auf der neutronenreichen Seite des Tals liegen die Energien etwas höher als bei den Kernen mit gleicher Neutronen- und Protonenzahl. Wenn sich in einem solchen Kern ein Neutron in ein Proton umwandelt, wird also Energie frei. Sofern diese Energie ausreicht, um ein Elektron zu erzeugen, das die positive Ladung eines neuentstehenden Protons ausgleichen kann, wird der Kern durch Betazerfall in einen anderen Kern übergehen. Beispielsweise ist das bekannte Kohlenstoffisotop ^{12}C, das in unserer Atmosphäre durch die kosmi-



Der Versuchsraum unterhalb des Van de Graaff-Beschleunigers. Der Protonenstrahl aus einer Ionenquelle wurde in einem langen senkrechten Beschleunigungsrohr aus Glas beschleunigt. Die Ionenquelle selbst befand sich im länglichen Endstück über dem Versuchsraum. Die Spannungen erreichten eine Million Volt. Der beschleunigte Strahl trat durch die Decke in den Versuchsraum ein und wurde von einem Elektromagneten abgelenkt, um bestimmte Teilchen – aber nicht die Protonen – auszublenden. Er traf schließlich in einer kleinen Streukammer in der Mitte der Apparatur ein – Heydenberg (Mitte) schaut auf diesem Photo gerade dorthin.

sche Höhenstrahlung entsteht, mit 8 Neutronen und 6 Protonen neutronenreich und emittiert deshalb ein Elektron. Das ^{12}C wandelt sich dabei in das häufigste Stickstoffisotop ^{14}N (mit 7 Neutronen und 7 Protonen) um. Ein einzelnes, „freies" Neutron zerfällt mit einer Halbwertszeit von etwa 15 Minuten durch Betazerfall in ein Proton – aber das hat man erst 1948 beobachtet. Die Kerne,



Ein Tal der Stabilität wird sichtbar, wenn man die innere Energie der Atomkerne gegen die Anzahl der Protonen und Neutronen aufträgt. Die Kerne mit der größten Bindungsenergie und Stabilität – und der kleinsten inneren Energie verfügen über die geringsten Energiereserven für eine Emission von Alpha- oder Betateilchen.

die weitab vom stabilen Tal auf der protonenreichen Seite liegen, zerfallen durch eine andere Form des Betazerfalls, den sogenannten β^+-Zerfall. Wir werden darauf im letzten Kapitel zurückkommen.

Wenn wir dem stabilen Tal bis zu den schwereren Elementen folgen könnten, würden wir feststellen, daß das Tal ständig tiefer wird, weil die von den Kernkräften verursachte Anziehung mit wachsender Protonen- und Neutronenzahl zunimmt. Dies ist auch der Grund, warum bei der Verschmelzung von leichten Kernen Energie freigesetzt werden kann. Eine solche Kernfusion ist beispielsweise die entscheidende Energiequelle unserer Sonne. Bei Kernen mit 20 und mehr Protonen kommt ein weiterer Faktor ins Spiel: Anders als bei leichten Kernen nehmen die elektrischen Abstoßungskräfte zwischen den Protonen mit wachsender Protonenzahl rascher zu als die starke Kernkraft, die Neutronen und Protonen aneinander bindet. Wenn die Protonenzahl im Kern etwa 20 beträgt, wirkt sich die elektrische Abstoßung in zweifacher Hinsicht aus: Die Sohle des stabilen Tals beginnt sich wieder zu heben, und überdies biegt sich das Tal nun zur neutronenreichen Seite hin – weil die Ladung der Protonen für ein Anwachsen der Energie sorgt. Freilich steigt die Talsohle nur langsam an. Für Kerne mittleren Atomgewichts sinkt die Energie bei einem Gewichtsverlust von 4 amu nicht stark genug ab, um einen Alphazerfall zu ermöglichen. Erst für Elemente, die schwerer sind als Blei, steigt die Talsohle erneut steiler an; jetzt ist wieder so viel innere Energie vorhanden, daß die schwereren Kerne Ladungen loswerden können, indem sie Alphateilchen emittieren. Diese Emission ändert freilich nichts am Neutronenüberschuß dieser Alphastrahler, denn Alphateilchen enthalten gleich viele Protonen und Neutronen, nämlich je zwei. Wenn sich also ein schwerer Kern durch Alphazerfall in einen leichteren umwandelt, wird der neue Kern den gleichen Neutronenüberschuß haben wie der alte. Da sich das Tal der Stabilität für steigende Atomgewichte immer mehr zugunsten eines hohen Neutronenüberschusses biegt, werden Kerne, die durch Alphazerfall entstehen, auf der neutronenreichen Talseite liegen. Nach einem weiteren Alphazerfall wird der verbleibende Kern (relativ zur Protonenzahl), sogar noch neutronenreicher; nach ein- oder mehreren Alphazerfällen ist dann oft ein Kern entstanden, der weit genug vom Tal entfernt ist, um die nötige Energie für ein Elektron aufzubringen. Dann wird es zum Betazerfall kommen, der den Kern sozusagen wieder in Richtung Talsohle befördert. Der Zerfallsweg wird dabei durch eine Reihe von Alphazerfällen bestimmt, die von Betazerfällen durchsetzt ist; bei Alphazerfällen wandert der Kern in Richtung Blei auf

der Talsohle, aber er hält sich dabei etwas außerhalb auf der neutronenreichen Seite. Erst die vereinzelten Betazerfälle bringen ihn in die unmittelbare Nähe der Talsohle zurück. Dieses Prinzip ist bei den radioaktiven Zerfallsreihen auf Seite 108 ganz deutlich zu erkennen.

Wir können jetzt eine letzte Frage stellen, um den radioaktiven Zerfall in seinen Grundzügen zu verstehen: Wie kam die Energie in die Kerne hinein, die man beim radioaktiven Zerfall beobachtet? Das führt uns zum „Urknall", in dem – wie man heute glaubt – das Universum entstand. Unmittelbar danach füllte ein heißes Gas aus freien Protonen und Neutronen das Universum, das sehr rasch abkühlte. Schon nach den ersten drei Minuten hatten sich freie Protonen und Neutronen zu Wasserstoff- und Heliumkernen verbunden. Nun haben Wasserstoffkerne eine wesentlich höhere innere Energie pro Kernteilchen als Heliumkerne, die ihrerseits pro Kernteilchen mehr Energie enthalten als Kerne mittleren Atomgewichts. Daher verschmelzen Wasserstoffkerne im Inneren der Sterne in Heliumkerne, die wiederum zu mittelschweren Kernen „verbrennen". Dabei wird genügend Energie frei, um die Sterne Milliarden Jahre lang leuchten zu lassen. Schließlich wird die Sternmaterie in immer schwerere Elemente umgewandelt, bis die Kerne bei Eisen die geringste Energie pro Kernteilchen aufweisen. Jenseits dieser Eisengrenze kann keine Energie mehr freiwerden; die Kernfusionen enden, und der Stern beginnt, sich abzukühlen. In vielen Fällen bleibt schließlich nur noch ausgebrannte Asche zurück – ein Schwarzer Zwerg. Doch manchmal endet ein massiver Stern auch damit, daß er instabil wird und unter dem Druck seines eigenen Gewichtes in sich zusammenstürzt, bis er als hell leuchtende Supernova explodiert und dann endgültig verlöscht. Während einer solchen Explosion strömen Neutronen aus dem Sterninneren in die äußeren Schichten des Sterns, wo sie auf Kerne mittleren Atomgewichts treffen; dadurch entstehen rasch schwerere Elemente. Schließlich bläst der explodierende Stern seine äußeren Schichten – und mit ihnen die schweren Elemente – in das interstellare Medium; aus diesem Material kann sich im Prinzip eine neue Generation von Sternen bilden. Vermutlich ist auch unsere Sonne aus solcher Materie entstanden. Dann wäre die natürliche Radioaktivität von Elementen wie Thorium und Uran damit zu erklären, daß sich die Kerne bei früheren Supernovaexplosionen mit Neutronen anreichern konnten. Die Energie, die dafür nötig war, wurde letzten Endes durch die Gravitation geliefert: Ein Stern stürzt unter seinem eigenen Gewicht zusammen, so daß es zur Implosion kommt, die dann die Supernova-Explosion einleitet – und energetisch erst möglich macht.

Das Neutron hat in den letzten Jahrzehnten eine unheilvolle Anwendung ermöglicht: bei der Kernspaltung. Da Neutronen keine elektrische Ladung haben, werden sie in starken elektrischen Feldern eines Kerns kaum beeinflußt – anders als etwa Alphateilchen. Neutronen können daher – wie Rutherford bereits 1920 vor der Royal Society betonte – in schwere Kerne eindringen und Teile davon abspalten. Otto Hahn (1879–1968) und Fritz Straßmann (1902–1982) entdeckten dann 1938, daß Neutronen schwere Kerne sogar zur Spaltung in mittelschwere Bruchstücke anregen.[21] Und bei jeder Spaltung werden so viele neue Neutronen erzeugt, daß eine Kettenreaktion in Gang kommt. Ob wir rechtzeitig lernen, mit dieser Entdeckung zu leben, ist nicht abzusehen.

Anmerkungen

1. E. Rutherford und F. Soddy, „The Cause and Nature of Radioactivity", *Philosophical Magazine,* **4** (1903), 561, 576.
2. E. Rutherford und F. Soddy, „Radioactive Change", *Philosophical Magazine,* **5** (1904), 576.
3. H. Geiger, „On a Diffuse Reflection of the α-Particles", *Proceedings of the Royal Society* **A82** (1909), 445.
4. Zitiert nach E. N. da Costa Andrade, *Rutherford and the Nature of the Atom* (Doubleday, Garden City, New York, 1964).
5. *Ebenda.*
6. E. Rutherford, „The Scattering of the α and β Rays and the Structure of the Atom", *Proceedings of the Manchester Literary and Philosophical Society* IV, **55** (1911), 18.
7. E. Rutherford, „The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom", *Philosophical Magazine,* **21,** (1911), 669.
8. H. Geiger and E. Marsden, „The Laws of Deflection of α Particles through Large Angles", *Philosophical Magazine,* **25** (1913), 604.
9. N. Bohr, „On the Constitution of Atoms and Molecules", *Philosophical Magazine,* **26** (1913), 1, 476, 857.
10. H. G. J. Moseley, „The High-Frequency Spectrum of the Elements", *Philosophical Magazine,* **26** (1913), 257.
11. A. Einstein, „Zur Electrodynamik bewegter Körper", *Annalen der Physik* **17** (1905), 891; „Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energiegehalt abhängig?" *ebenda* **18** (1905), 639.
12. Zitiert nach N. Feather, *Lord Rutherford* (Priory Press, 1973).
13. E. Rutherford, „Collision of α Particles with Light Atoms IV. An Anomalous Effect in Nitrogen", *Philosophical Magazine,* **37** (1919), 581.
14. E. Rutherford, „Nuclear Constitution of Atoms", *Proceedings of the Royal Society* **A 97** (1920), 374.
15. I. Curie und F. Joliot, *Comptes Rendus Acad. Sci. Paris* **194** (1932), 273.
16. J. Chadwick, „The Existence of a Neutron", *Proceedings of the Royal Society* **A 136** (1932), 692.
17. W. Heisenberg, drei Artikel zum Aufbau der Atomkerne, *Zeitschrift für Physik* **77** (1932, 1; **78** (1932), 156; **80** (1932), 587.
18. M. A. Tuve, N. Heydenberg und L. R. Hafstad, „The Scattering of Protons by Protons", *Physical Review* **50** (1936), 806. Siehe auch G. Breit, E. U. Condon und R. D. Present, „Theory of Scattering of Protons by Protons", *ebenda* **50** (1936), 825.
19. G. Breit und E. Feenberg, „The Possibility of the Same Form of Specific Interactions for all Nuclear Particles", *Physical Review* **50** (1936), 850.
20. E. Fermi, „Versuch einer Theorie der β-Strahlen", *Zeitschrift für Physik* **88** (1934), 161.
21. O. Hahn und F. Straßmann, „Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle", *Die Naturwissenschaften* **27** (1939), 11.

Mehr Teilchen

Die Elementarteilchen, aus denen gewöhnliche Atome aufgebaut sind – Elektron, Proton und Neutron –, waren erst der Anfang bei der Entdeckung einer Fülle von Elementarteilchen, die bis heute beobachtet wurden. Die wichtigsten davon möchte ich in einem kurzen Überblick vorstellen.

Photonen

Im Jahr 1905 veröffentlichte Albert Einstein kurz nach seiner berühmten Arbeit zur Speziellen Relativitätstheorie in einer nicht weniger denkwürdigen Arbeit den Vorschlag, Licht unter bestimmten pragmatischen Gesichtspunkten als Teilchenstrahl zu betrachten. Die „Lichtteilchen" erhielten später den Namen Photonen. Experimentell nachgewiesen wurden die Photonen durch Millikan und Arthur Compton (1892–1962). Millikans Nachweis beruhte auf Experimenten zum photoelektrischen Effekt, die er zwischen 1914 und 1916 machte. Beim Photoeffekt werden Elektronen durch Licht oder andere elektromagnetische Strahlung aus einer festen Oberfläche abgelöst – ein Vorgang, der an Stöße zwischen Teilchen erinnert. Compton entdeckte einen entscheidenden Hinweis auf die Teilchennatur des Lichts, als er 1922 und 1923 Röntgenstrahlen an (atomar gebundenen) Elektronen streute und feststellte, daß sich dabei die Wellenlänge erhöhte; das entsprach einem Energieverlust, wie man ihn bei Stößen zwischen Elektronen und Lichtteilchen erwartet, und wurde eine der wichtigsten Stützen der Lichtquanten-Hypothese. Die Existenz der Photonen hat sich später in zahlreichen Experimenten durch vielfältige Erscheinungen bestätigt. Photonen sind masselos und elektrisch neutral; sie bewegen sich immer mit Lichtgeschwindigkeit – als Bausteine der Atome kommen sie daher nicht in Frage.

Neutrinos

Chadwick beobachtete 1914 einen überraschenden Unterschied zwischen den Energiespektren der Alpha- und Betastrahlen. Beim Betazerfall radioaktiver Kerne entstehen Elektronen mit verschiedenen kinetischen Energien – und nicht mit einer ganz bestimmten einheitlichen Energie, wie es etwa bei der Emission von Alphateilchen oder Gammastrahlung der Fall ist. Die Elektronen der Betastrahlung haben ein kontinuierliches Energiespektrum, das von Null bis zu einem maximalen Energiewert reicht, der für den jeweiligen Kern charakteristisch ist. Das war insofern eine große Überraschung, als man auch hier erwartet hätte, daß die Energie des Elektrons genau der Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand des zerfallenden Kerns entspräche und für jedes radioaktive Element einen charakteristischen Wert hätte. Chadwicks Beobachtung konnte bedeuten, daß die Energie zwischen dem emittierten Elektron und Gammastrahlung aufgeteilt wird, die freilich noch nachgewiesen werden mußte. Denn unter solchen Bedingungen sollten die Elektronen aus Betazerfällen, in denen die Energie der Gammastrahlung zufällig gerade vernachlässigbar klein war, gerade die Maximalenergie erreichen. Das aber hieße, daß diese Maximalenergie der insgesamt pro Zerfall abgegebenen Energie entsprechen mußte. Als C. D. Ellis und W. A. Wooster 1927 die Wärmeenergie maßen, die eine Probe aus Radium E-Kernen (^{210}Bi) freisetzt, stellten sie jedoch fest, daß die abgegebene Energie nicht mit der beobachteten Maximalenergie der Elektronen übereinstimmte, sondern nur der durchschnittlichen Energie entsprach.

Nachdem Lise Meitner und W. Orthmann dieses Ergebnis 1930 endgültig bestätigen konnten, bahnte sich eine Grundsatzdiskussion an. Kein geringerer als Niels Bohr begann zu zweifeln, ob der Betazerfall den Energieerhaltungssatz erfüllt. Weit weniger radikal war die Lösung, die Wolfgang Pauli (1900–1958) vorschlug. In Briefen an Physiker und Freunde• äußerte er die Vermutung, daß ein Kern beim Betazerfall neben dem Elektron noch ein weiteres Teilchen emittiert, das die „fehlende" Energie mitnehme; dieses Teilchen sei elektrisch neutral, gehöre gleichwohl aber nicht zu den Gammastrahlen. Es müsse ein so starkes Durchdringungsvermögen haben, daß seine Energie in den Versuchen von Ellis und Wooster nicht in Wärme umgewandelt werden konnte. Paulis hypothetisches Teilchen bekam einige Jahre später – nachdem 1932 das Neutron entdeckt war – den Namen Neutrino, was man mit Neutralchen oder auch kleines Neutron übersetzen könnte.

Fermi bezog das Neutrino 1933 in seine Theorie des Betazerfalls ein. Danach beruht dieser Zerfall darauf, daß sich ein Neutron innerhalb (oder außerhalb) eines Atomkerns spontan in ein Proton, ein Elektron und ein Neutrino umwandelt. (Genau genommen handelt es sich nicht um ein Neutrino, sondern um sein Antiteilchen, also ein Antineutrino, wie man es später nannte. Auf die Antiteilchen werde ich in einem eigenen Abschnitt zurückkommen.) Als man die von Fermis Theorie vorausgesagte Energieverteilung der Elektronen mit den experimentellen Beobachtungen verglich, stellte sich heraus, daß die Masse eines Neutrinos extrem klein sein muß, um vieles kleiner als die Elektronenmasse. Heute weiß man, daß die Masse eines Neutrinos mindestens 10 000mal kleiner ist, als die Elektronenmasse ausmacht. Wie groß sie exakt ist und ob sie nicht gänzlich verschwindet, wie man lange Zeit glaubte, läßt

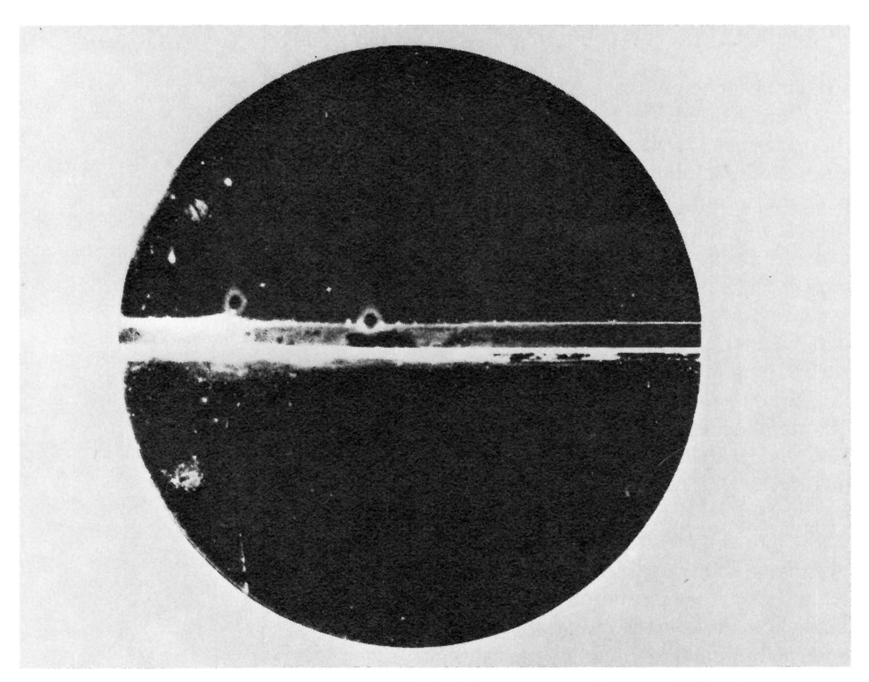
• Einer dieser Briefe war an die Teilnehmer einer internationalen Konferenz über Radioaktivität gerichtet und beginnt mit den Worten: „Liebe radioaktive Damen und Herren."

sich anhand der bisherigen Messungen nicht sagen. Nach den neuen Theorien sollte es mindestens drei verschiedene Neutrinos geben, die nichtverschwindende Masse haben – einige sind vielleicht sogar schwerer als der obige Wert.

Anhand von Fermis Theorie konnte man auch den Wirkungsquerschnitt für die Neutrino-Absorption in Materie abschätzen. Da diese Absorption aufgrund der schwachen Wechselwirkung zustandekommt, die – wie der Name sagt – sehr schwach ist, erhält man extrem kleine Wirkungsquerschnitte: Ein Neutrino, das beim Betazerfall entsteht, könnte in Blei astronomische Entfernungen von einigen Lichtjahren zurücklegen, bevor es absorbiert wird. Kein Wunder also, daß die Neutrinos nicht zur Wärmeenergie beitrugen, die Ellis und Wooster gemessen hatten. Neutrinos sind äußerst schwer nachzuweisen, aber selten sind sie nicht gerade. In Kernreaktoren beispielsweise entstehen sie massenweise beim Betazerfall neutronenreicher Produkte aus der Kernspaltung. Tatsächlich wurden sie 1955 in einem Reaktor – dem Savannah River Reactor – erstmals nachgewiesen, von Clyde L. Cowan und Frederick Reines. In großen Beschleunigern werden beim Zerfall von Teilchen gewaltige Mengen von Neutrinos freigesetzt, und deren Wechselwirkungen hat man inzwischen theoretisch und experimentell eingehend untersucht. Obwohl im Universum vom Urknall genausoviele Neutrinos übriggeblieben sind wie Photonen, hat man diese kosmischen Neutrinos noch nie beobachtet. Theoretisch sollten sie 10^9- bis 10^{10}mal häufiger sein als Protonen oder Neutronen. Wegen ihres winzigen Wirkungsquerschnitts werden sie jedoch von den Atomen der gewöhnlichen Materie praktisch nie eingefangen und hinterlassen mithin auch keinerlei Spuren.

Positronen

In den ausgehenden zwanziger Jahren arbeitete Paul Adrien Maurice Dirac (geb. 1902), theoretischer Physiker aus Cambridge, an einer Neuformulierung der Quantenmechanik, um sie mit der Speziellen Relativitätstheorie in Einklang zu bringen. Dabei entwickelte Dirac eine fundamentale Gleichung, die ein einzelnes Elektron quantenmechanisch beschreibt. Seltsam an dieser Gleichung war, daß sie auch negative Energien als Lösung zuließ. Negative Energien mußten aber dazu führen, daß sämtliche Elektronen in diese quantenmechanischen Zustände negativer Energie „stürzen", weil sie den Zustand niedrigster Energie anstreben. Um zu erklären, warum es nicht zu diesem Kollaps kommt, stellte Dirac 1930 die These auf, daß die negativen Energiezustände normalerweise schon besetzt seien und deshalb keine zusätzlichen Elektronen aufnehmen könnten. Seine Überlegung stützte sich auf das Pauli-Prinzip, dem zufolge sich Elektronen niemals im selben quantenmechanischen Zustand befinden können. (Beispielsweise können die äußeren Elektronen eines Atoms aufgrund des Pauli-Prinzips nicht auf besetzte niederenergetische Bahnen fallen.) Wenn einige negative Energiezustände unbesetzt bleiben, dann sollten die Löcher im See der negativ geladenen Elektronen mit negativer Energie wie Teilchen mit positiver Energie und Ladung wirken. Nach den ungeschriebenen Gesetzen der damaligen Physik vermied man es tunlichst, neue Teichen zu postulieren, so daß Dirac die Löcher zunächst mit Protonen identifizierte. Hermann Weyl konnte jedoch eine Symmetrie zwischen Löchern und Elektronen nachweisen, so daß sich Dirac zu der Annahme gezwungen sah, den Löchern genau dieselbe Masse zuzuschreiben wie den Elektronen. Ein solches positiv geladenes Teilchen wurde 1932 ganz überraschend in einem Experiment von Carl Anderson (geb. 1905) entdeckt. Anderson beobachtete, wie Teilchen in der kosmischen Höhenstrahlung durch ein Magnetfeld abgelenkt wurden. Er stellte fest, daß einige Teilchen genauso stark abgelenkt wurden wie Elektronen, sich aber die Bahnen genau in die entgegengesetzte Richtung

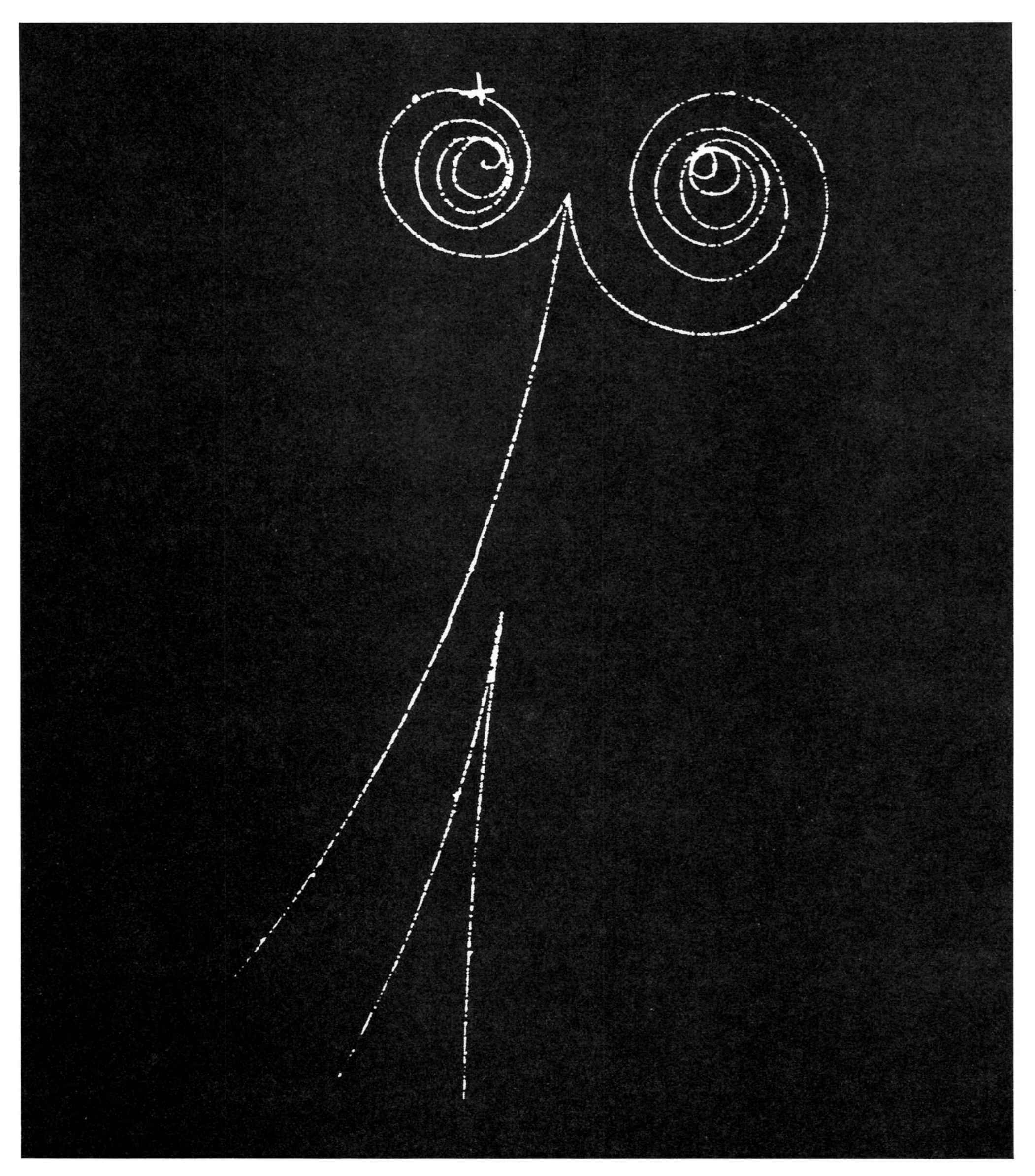


Diese Nebelkammeraufnahme von 1931 zeigte erstmals die Spur eines Positrons.

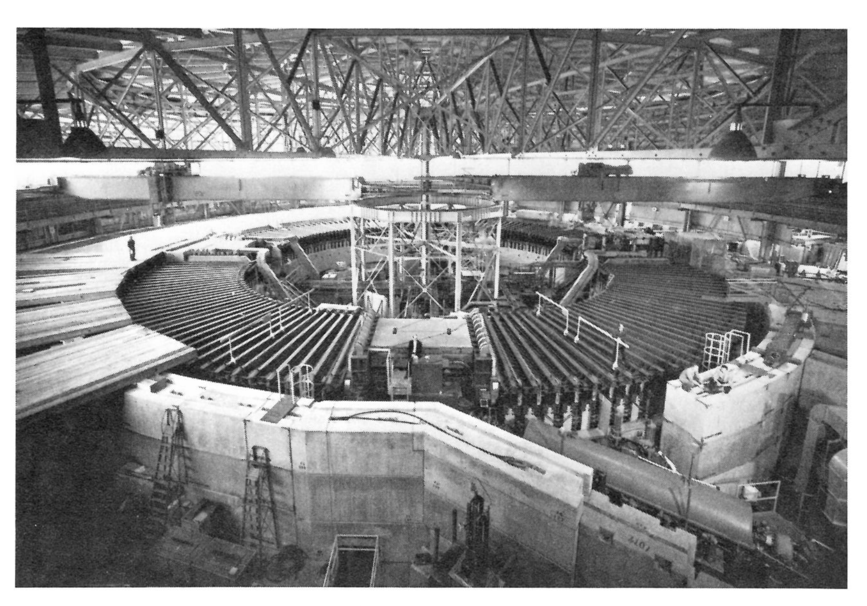
krümmten. Das hieß, daß sie eine positive Ladung haben mußten. Ihrer positiven Ladung verdanken diese Teilchen auch ihren Namen: Positronen. In den bisherigen Messungen hat sich mit großer Genauigkeit bestätigt, daß ihre Masse und Ladung denselben Betrag hat wie beim Elektron. Im heutigen Universum sind die Positronen äußerst selten, denn sie entstehen nur bei sehr energiereichen astrophysikalischen Erscheinungen, etwa Stößen in der kosmischen Höhenstrahlung oder Supernova-Explosionen und schließlich auch bei der selteneren Form des Betazerfalls, die man als β^+-Zerfall bezeichnet. Dabei wandelt sich ein Proton (in einem protonenreichen Kern) in ein Neutron um. Sobald ein solches Positron auf ein Elektron trifft, werden sich beide über kurz oder lang vernichten und zerstrahlen. Die Vernichtungsstrahlung hat dann gerade die Energie, die der Masse des ursprünglichen Elektron-Positron-Paars entspricht. Da Positronen in gewöhnlicher Materie binnen kürzester Zeit auf Elektronen treffen, sind sie dort nicht zu finden.

Mehr Antiteilchen

Nach der Entdeckung des Positrons wurde schließlich klar, daß zu jedem Elementarteilchen ein Antiteilchen gehört, das die gleiche Masse, aber eine entgegengesetzte elektrische Ladung besitzt und in vielen anderen Eigenschaften das genaue Gegenstück zu seinem Teilchen ist. Allerdings lassen sich die Antiteilchen nicht als Löcher in einem See der negativen Energiezustände interpretieren. Im Jahre 1934 zeigten Pauli und Victor F. Weisskopf, daß Teilchen auch dann ein Antiteilchen besitzen, wenn es für sie keinen stabilen See der negativen Energien gibt. (Gleichwohl findet man die Löchertheorie auch heute noch immer in einigen Physikbüchern.) Bei dem Positron war klar, daß es das Antiteilchen des Elektrons ist. Das neutrale Teilchen, das zusammen mit Elektronen beim Betazerfall (β^--Zerfall) eines neutronenreichen Kerns entsteht, erwies sich als das Antiteilchen des Neutrinos; das Neutrino selbst wird zusammen mit Positronen beim positiven Betazerfall (β^+-Zerfall) eines protonenreichen Kerns emittiert. Schließlich war das elektrisch neutrale Photon Teilchen und Antiteilchen in einem. Das Antiteilchen des Protons wurde 1955 erstmals im Bevatronbeschleuniger von Berkeley erzeugt – in einem Experiment, das Owen Chamberlain (geb. 1920) und Emilio Gino Segrè (geb. 1905) zusammen mit Clyde Wiegand und Tom Ypsilantis durchführten. Aus Antiprotonen und Antineutronen, die von einer Hülle aus Positronen umgeben sind, ließen sich Atome der Antimaterie aufbauen. Es sieht jedoch nicht so aus, als gäbe es in dem Teil des Universums, den wir beobachten können, merkliche Mengen von Antimaterie.



Die spiralförmigen Spuren sind das Erkennungszeichen für ein Elektron-Positron-Paar, das hier durch hochenergetische Gammastrahlen bei der Streuung an einem Elektron entstand. Die Gammastrahlen trafen – von oben kommend – auf ein Elektron, schlugen es aus dem Atom heraus und erzeugten gleichzeitig das Elektron-Positron-Paar – nur die Spuren dieser geladenen Teilchen werden in der Blasenkammer sichtbar. Da die Teilchen einem starken Magnetfeld ausgesetzt sind, werden sie auf gekrümmte Bahnen gelenkt – wobei die Krümmungsrichtung vom Vorzeichen der Ladung abhängt; die rechte Spirale stammt vom Positron, die beiden anderen Spuren von den beiden Elektronen.



Mit dem Bevatron des Lawrence-Laboratoriums in Berkeley wurden 1955 die ersten Antiprotonen entdeckt. Diese Aufnahme entstand im gleichen Jahr.

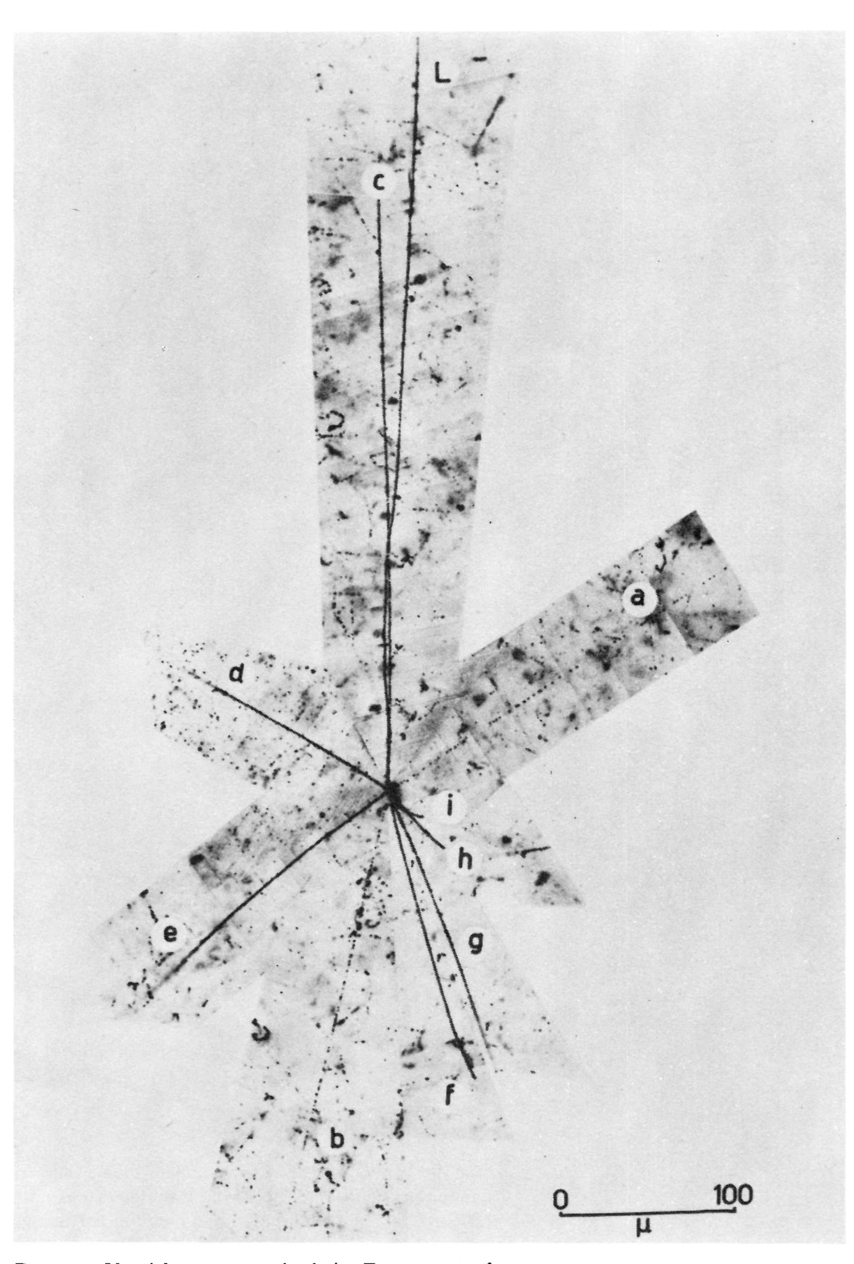
Myonen und Pionen

Nachdem der Versuch gescheitert war, die Kernkräfte mit einem Austausch von Elektronen zu erklären, stellte sich wieder die alte Frage nach der Ursache dieser Kräfte. Konnte nicht irgendein anderes Teilchen beim Zusammenstoß von Kernteilchen Impuls und Energie übertragen? Genau das vermutete 1935 der japanische Theoretiker Hidekei Yukawa (1907–1981), nachdem er eine einfache Beziehung zwischen der Reichweite einer Kraft und der Masse zugehöriger Austauschteilchen gefunden hatte: Oberhalb einer charakteristischen Entfernung fällt die Kraft rasch auf Null, wobei die Entfernung umgekehrt proportional zur Masse des Austauschteilchens ist. Beim Elektromagnetismus fungiert das Photon als Austauschteilchen; die unendliche Reichweite der elektromagnetischen Kraft beruht dann einfach darauf, daß das Photon masselos ist. Das heißt, die elektromagnetische Kraft verschwindet nie völlig, egal wie groß der Abstand auch wird, sondern sie nimmt lediglich umgekehrt proportional zum Abstandsquadrat ab. Die Kraft, die ein Elektronenaustausch vermitteln würde, hätte eine Reichweite von etwa 10^{-13} Meter; in dieser Größenordnung müßten die Atomkerne liegen, wenn die Kernkraft von Elektronen vermittelt würde. In Wirklichkeit sind Atomkerne jedoch einige hundertmal kleiner, wie schon die Experimente von Geiger und Marsden ergaben. Nachdem all dies gegen die Theorie des Elektronenaustausches sprach, hatte Yukawa als erster den Mut, ein neues Teilchen vorzuschlagen. Da die Reichweite der Kernkraft in der Größenordnung des beobachteten Kerndurchmessers von etwa 10^{-15} Metern lag, mußte dieses Teilchen einige hundertmal schwerer sein als das Elektron. Seine Masse sollte also irgendwo zwischen Elektronen- und Protonenmasse liegen. Diese Mittelstellung bestimmte den Namen – Meson, nach dem griechischen Präfix *meso* für Mittleres.

Zwei Jahre später (1937) wurde in der kosmischen Höhenstrahlung ein Teilchen mit etwa 200facher Elektronenmasse entdeckt – der Nachweis in der Nebelkammer gelang S.

H. Neddermeyer, C. D. Anderson, C. E. Stevenson und J. C. Street. Man hielt dieses Teilchen zunächst für das von Yukawa vorausgesagte Meson. Dann aber zeigte ein Versuch, den M. Conversi, E. Pancini und O. Piccioni 1945 in Italien (noch waren deutsche Besatzungstruppen im Land) durchführten, daß bei den Mesonen der kosmischen Höhenstrahlung nur geringe Wechselwirkungen mit Neutronen und Protonen zu verzeichnen sind – viel zu schwach, um damit die Kernkraft zu erklären. Man stand vor einem Rätsel, das sich jedoch löste, als man erkannte, daß es zwei verschiedene Arten von Mesonen gibt, deren Massen sich nur geringfügig unterscheiden. Daß es zwei verschiedene Mesonen geben mußte, hatten R. E. Marshak und H. A. Bethe sowie S. Sakata und T. Inoue unabhängig voneinander vorausgesagt, bevor dann C. M. G. Lattes, C. P. S. Occhialini und C. F. Powell der experimentelle Nachweis gelang. Das schwerere Meson, das Pi-Meson oder kurz *Pion*, zeigt tatsächlich starke Wechselwirkungen mit Protonen und Neutronen; mehr noch, es ist, wie Yukawa vermutete, für die Kernkraft verantwortlich. Das leichtere Meson, das My-Meson oder *Myon*, hat dagegen nichts mit der Theorie von Yukawa zu tun – es ist nur bei schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkungen beteiligt.

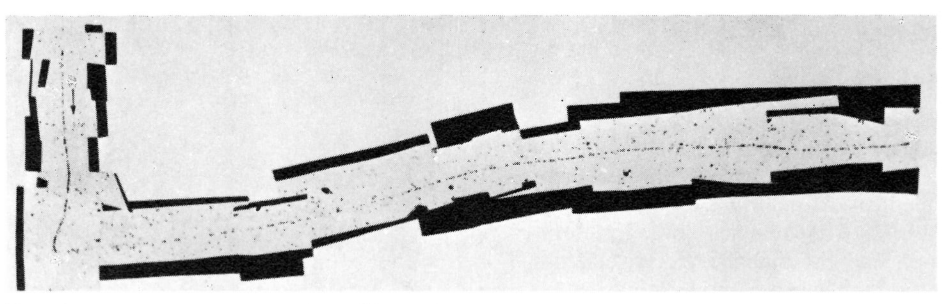
Tatsächlich gibt es drei Varianten von Pi-Mesonen: ein negativ geladenes Pion und sein positiv geladenes Antiteilchen, die beide 273,1232mal schwerer sind als das Elektron, und schließlich ein neutrales Pion, das mit 264,1129 Elektronenmassen etwas leichter ist. Pionen sind auf ähnliche Weise verwandt wie Proton und Neutron, die sich hinsichtlich der Kernkraft symmetrisch verhalten. Auch bei den Myonen gibt es zwei Sorten: ein negativ und ein positiv geladenes, die nichts anderes sind als Teilchen und Antiteilchen. Ihre Masse entspricht 206,7686 Elektronenmassen. Myon und Antimyon sind so etwas wie schwergewichtige Geschwister des Elektrons und Positrons – bis auf die Massen haben sie im wesentlichen die gleichen Eigenschaften.



Der erste Vernichtungsstern, der beim Zusammentreffen eines Antiprotons mit einem Proton aufgezeichnet wurde – im Jahre 1955.

Pionen und Myonen sind instabil: Das positiv geladene Pion zerfällt nach einer mittleren Lebensdauer von $2{,}603 \times 10^{-8}$ Sekunden in ein Myon und ein Antineutrino; sein Antiteilchen verwandelt sich entsprechend in ein Antimyon und ein Neutrino. Das neutrale Pion schließlich zerfällt nach einer mittleren Lebensdauer von ungefähr $0{,}8 \times 10^{-16}$ Sekunden in zwei Photonen. Auch Myon und Antimyon zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer von $2{,}19712 \times 10^{-6}$ Sekunden, und zwar in ein Elektron beziehungsweise Positron und ein Neutrino-Antineutrino-Paar. Die Myonen, die man in der kosmischen Höhenstrahlung (in Meereshöhe) beobachtet, sind zum größten Teil das Zerfallsprodukt von Pionen, die die kosmische Strahlung beim Auftreffen auf die Atomkerne der Luftmoleküle in großen Höhen erzeugt.

Pion, Proton und Neutron gehören zu einer großen Familie von Teilchen, die man als Hadronen bezeichnet. Ihre Verwandtschaft besteht darin, daß sie alle an starken Wechselwirkungen beteiligt sind. Myon, Elektron und die Neutrinos gehören dagegen zur Familie der Leptonen, die nicht stark, sondern schwach wechselwirken, wie etwa beim β-Zerfall. Das Myon ist nicht der einzige schwere Verwandte des Elektrons. In Stanford wurde am Linearbeschleuniger (SLAC) vor wenigen Jahren ein Lepton namens *Tau* entdeckt. Es bestätigte – unter anderem – daß die Massen des Pions und des Myons bloß zufällig übereinstimmen – (soweit es bisher absehbar ist) – ein Zufall, der in den dreißiger und vierziger Jahren einige Verwirrung stiftete.



Eine der ersten Aufnahmen von einem Pion – sie stammt aus dem Jahre 1947. Die Bahn des Pions verläuft senkrecht nach unten und endet in der linken Ecke – hier zerfiel das Pion, wobei ein Myon enstand, das dann nach rechts davonflog.

Seltsame Teilchen

Kaum hatten die Physiker das Durcheinander mit den Pionen und Myonen entwirrt, da tauchten noch im gleichen Jahr 1947 weitere Teilchen in der kosmischen Höhenstrahlung auf – entdeckt wurden sie von G. D. Rochester und C. C. Butler. Schon bald stellte sich heraus, daß es sich um Hadronen handelte, also stark wechselwirkende Teilchen. Seltsam war jedoch, daß diese Teilchen immer paarweise auftraten. Um zu erklären, warum das so ist, müßte ich hier sehr weit ausholen und viel mehr schreiben als über die Pionen – darum begnüge ich mich damit, die seltsamen Teilchen nur zu erwähnen und die Vielfalt ihrer Erscheinungsformen zu übergehen.

Der Zoo der Hadronen

Sämtliche Teilchen, die ich bisher aufgezählt habe, kommen überall im Universum vor oder werden zumindest von der kosmischen Höhenstrahlung in größeren Mengen erzeugt. Seit den fünfziger Jahren tauchte aber ein ganzer „Zoo“ von Teilchen auf, die nur in großen Beschleunigern wie dem Bevatron in Berkeley zu beobachten waren, und auch das nur, weil immer empfindlichere Detektoren wie etwa Blasenkammern zur Verfügung standen. Bei hochenergetischen Kollisionen beschleunigter Protonen mit anderen Protonen fand man unter den Stoßtrümmern eine Fülle neuer Hadronen, die man mit griechischen Buchstaben bezeichnete: ϱ, ω, η, Φ, Δ, I, Ω und so weiter – das griechische Alphabet reichte schon fast nicht mehr aus. All diese Teilchen waren instabil, und sie alle hatten eine derart kurze Lebensdauer, daß sie in gewöhnlicher Materie nicht vorkommen und nur in Beschleunigern auftauchen. Es sah so aus, als seien die vielen neuen Hadronen nicht mehr und nicht weniger elementar als Protonen oder Neutronen oder auch Pionen. Die Physiker zogen dann aber immer mehr ein Konzept in Betracht, das Geoffrey Chew in Berkeley entwickelt hatte: die sogenannte „nukleare Demokratie“. Danach wäre jedes Hadron als Kombination einer Gruppierung anderer Hadronen zu verstehen, so daß nahezu jede Untergruppe von Hadronen wieder einem neuen Hadron entspräche – und, wenn man so will – gleichfalls elementar wäre.

Quarks

Schon bald versuchte man, Ordnung in die Vielfalt der Hadronen zu bringen. Anfang der sechziger Jahre schlugen Murray Gell-Mann und George Zweig vom California Institute of Technology unabhängig voneinander ein theoretisches Modell vor, dem zufolge Hadronen aus einigen wenigen wirklich elementaren Bausteinen zusammengesetzt seien – eine Annahme, die sich auf frühere Arbeiten von Gell-Mann und Yuval Ne'eman aus Tel Aviv stützte. Gell-Mann gab diesen elementaren Bausteinen den Namen Quarks. In dem ersten Quarkmodell tauchten nur drei Quarktypen auf, deren elektrische Ladungen ein drittelzahliges Vielfaches der Elementarladung waren: 2/3, −1/3 und −1/3. Experimente in Stanford und Brookhaven ließen dann vermuten, daß es noch mindestens zwei weitere Quarktypen mit den Ladungen +2/3 und −1/3 gibt. Außerdem gibt es jeden Quarktyp sozusagen in dreifacher Ausführung – als Triplett. Insgesamt erhält man somit $5 \times 3 = 15$ verschiedene Quarkvarianten. Theoretisch müßte es mindestens ein weiteres Quark-Triplett geben – danach wird gesucht, und es ist zu erwarten, daß der Nachweis schon bald gelingen dürfte.

Bei der experimentellen Suche nach den Quarks gewannen einige ältere Versuche, über die ich in diesem Buch berichtet habe, unerwartete Aktualität. Ein Beispiel sind Streuversuche, die Arbeitsgruppen des SLAC und des Massachusetts Institute of Technology 1968 machten: Hochenergetische Elektronen wurden auf Protonen oder Neutronen geschossen und die Streuwinkel untersucht. Einige Elektronen wurden um große Winkel abgelenkt, was auf dichte Teilchen im Inneren des Protons beziehungsweise Neutrons hinwies. Die Schlußfolgerung war die gleiche wie bei Rutherfords Streuexperiment, bei dem die hohen Streuwinkel der an Goldatomen gestreuten Alphateilchen zur Entdeckung des Atomkerns geführt hatten. Um Quarks zu finden, griffen einige Arbeitsgruppen auch auf die Experimente von H. A. Wilson und Millikan zurück, in der Hoffnung, elektrische Ladungen zu finden, die einen Betrag von 1/3 oder 2/3 haben. Allerdings ohne Erfolg – bislang gelang es noch nie, einzelne Quarks zu beobachten. Viele Theoretiker sind deshalb der Meinung, daß die Quarks stets zu Hadronen zusammengeschlossen sind und wegen dieses Einschlusses prinzipiell nicht einzeln auftreten. Das letzte Wort werden – wie immer – die Experimentalphysiker haben.

Die intermediären Vektorbosonen•

Die vorerst letzten Teilchen auf der Liste sind die intermediären Vektorbosonen Z^0, W^+ und W^-, extrem schwere Vettern der Photonen – sie sind etwa 80 bis 100mal schwerer als das Proton. Sie wurden 1983 bei Stoßexperimenten am CERN nachgewiesen, in denen hochenergetische Protonen mit ihren ebenfalls beschleunigten Antiteilchen (Antiprotonen) zusammenstießen. Was das Photon für die elektromagnetische Wechselwirkung ist, sind die schweren Vektorbosonen für die elektroschwache Wechselwirkung – die vereinheitlichte Form der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung. Die Existenz dieser Teilchen bestätigte die modernen Theorien, mit denen versucht wird, die Grundkräfte der Natur als Formen einer einzigen „Urkraft“ darzustellen.

• Dieser Abschnitt wurde für die deutsche Ausgabe aktualisiert.

Die Suche geht weiter

Das ist der Stand. Die Liste der Elementarteilchen wird sich aber wohl weiter verlängern. Gesucht wird jetzt nach dem Higgs-Teilchen, einem „geisterhaften“ Teilchen, von dem man kaum mehr weiß, als daß es den intermediären Vektorbosonen zu ihrer enormen Masse verhilft.

Seit der Entdeckung der ersten Elementarteilchen hat sich auch am Cavendish-Laboratorium viel geändert. Als ich 1975 dorthin zurückkehrte, um eine Vorlesungsreihe über Elementarteilchen zu halten, konnte ich das hautnah spüren. Hatte Rutherford Theoretiker, die als Gäste kamen, nicht selten angeknurrt – etwa Niels Bohr, als er fast fünfzig Jahre zuvor die Scott-Vorlesungen gehalten hatte –, so wird man als Theoretiker vom heutigen Direktor des Cavendish, Sir Brian Pippard, überaus freundlich aufgenommen. Das Laboratorium ist aus seinem alten Gebäude in der Free School Lane in einen modernen Bau verlegt worden, der außerhalb der Stadt in der Madingley Road liegt. Auch der Schwerpunkt der Forschung hat sich verlagert: von der Kernphysik hin zur Radioastronomie, Molekularbiologie und Festkörperphysik. Auch 1975 war ich gern dort. Man hängt an alten Traditionen – auch wenn man immer wieder versucht, etwas Neues zu machen. Was für meine Physikergeneration das alte Cavendish bedeutet, mögen andere nachempfinden, wenn sie die schönen alten College-Gebäude entlang des Cam betrachten.

Ich hoffe, der Leser zieht aus meinem Resumée zur Teilchenphysik nicht den falschen Schluß, als ginge es darum, den Elementarteilchen wie Schmetterlingen hinterherzujagen – nur daß diese Schmetterlinge nicht lange genug in der freien Natur leben und deshalb im Laboratorium erst „gezüchtet“ werden müssen.

Dieses Bild ist ziemlich schief. Es war ja die uralte Frage nach der Natur der Materie, die mit der Entdeckung des Elektrons, Protons und Neutrons beantwortet und zugleich in

veränderter Form neu gestellt wurde. Wir haben es bei unseren experimentellen und theoretischen Studien der Elementarteilchen auch heute keineswegs darauf abgesehen, lediglich eine Liste der Teilchen und ihrer Eigenschaften aufzustellen. Es geht vielmehr darum aufzudecken, warum die Materie so ist, wie wir sie in der Natur vorfinden, ob als Teilchen, Kerne und Atome oder Steine und Sterne. Nach den bisherigen Erfahrungen bietet sich die Erforschung der Elementarteilchen zur Zeit als der beste – und vielleicht sogar der einzige – Weg an, um die fundamentalen Naturgesetze herauszubekommen.

Auch wollte ich mit meinem Buch nicht den Eindruck erwecken, die Geschichte der Physik erschöpfe sich darin, Teilchen, Kräfte oder andere Erscheinungen ausfindig zu machen. Wenn wir Thomson, Becquerel, Rutherford, Millikan und Chadwick bei ihren faszinierenden Entdeckungen und Messungen rückblikkend zusehen, so können wir eine Entwicklung von Ideen und Konzepten verfolgen, die die Naturgesetze der Physik in immer breiterem Maße verständlich gemacht haben – über die Grenzen einzelner Disziplinen hinaus. So hat die Entdeckung des Elektrons entscheidend zur Entwicklung der Relativitätstheorie und der Quantenmechanik beigetragen. In den letzten Jahren hat man bei der Erforschung der starken und schwachen Kernkräfte viel über Symmetrien gelernt und die Rolle, die sie in der Natur spielen. Natürlich ist die Entdeckung der Teilchen im Atom nur ein Teil moderner Physikgeschichte, aber es ist ein Teil, der aus der Physik des 20. Jahrhunderts nicht wegzudenken ist.

Auf die Frage, wie er die gesamte Naturwissenschaft in einem Satz beschreiben würde, antwortete der Dichter William Blake: „Mit den Atomen Demokrites und Newtons Lichtteilchen." Ob wir nun das Griechenland eines Demokrites und Leukippos, die Zeit Blakes oder die Gegenwart betrachten, die Vorstellung von elementaren Teilchen war stets ein Symbol für das eigentliche Ziel aller, die komplexe Vielfalt der Natur mit möglichst einfachen, fundamentalen Prinzipien zu erklären.

Anhang

A: Newtons Zweites Bewegungsgesetz

In einem ganz allgemeinen Maßsystem würde das Zweite Newtonsche Gesetz besagen, daß die Kraft proportional der Masse mal der Beschleunigung ist. Das heißt:

$$F = kma. \tag{A.1}$$

Dabei ist F die Kraft, die auf ein Teilchen einwirkt, a die Beschleunigung, die durch diese Kraft auf das Teilchen übertragen wird, m die Masse des Teilchens und k eine Konstante, deren Wert von dem für F, m und a gewählten Maßsystem abhängt. Es ist fast überall üblich, das Maßsystem so zu wählen, daß eine Masse $m = 1$ durch eine Kraft $F = 1$ eine Beschleunigung $a = 1$ erhält. So ist zum Beispiel 1 Newton als diejenige Kraft definiert, die 1 Kilogramm auf 1 m/sek^2 beschleunigt. In solch einem Maßsystem muß die Konstante k einen Wert von $k = 1$ haben, weil sonst Gleichung (A.1) dem Spezialfall $m = 1$, $a = 1$, $F = 1$ nicht genügen würde. Daher nimmt für solche Einheiten Newtons Zweites Gesetz die wohlbekannte Form

$$F = ma \tag{A.2}$$

an. Auf der Grundlage von dem, was wir jetzt über das Elektron wissen, können wir beispielsweise abschätzen, daß in Thomsons Kathodenstrahl-Versuchen die auf das Elektron einwirkende Kraft typischerweise in der Größenordnung

$$F = 10^{-16} \text{ Newton}$$

lag. Die Masse des Elektrons ist ungefähr

$$m = 9 \times 10^{-31} \text{ Kilogramm;}$$

daher betrug die Beschleunigung ungefähr

$$a = F/m = 1{,}1 \times 10^{14} \text{ Meter/sek}^2.$$

Bei einer solchen Beschleunigung würde sich das Elektron bereits nach 10^{-6} Sekunden mit einer Geschwindigkeit von $1{,}1 \times 10^8$ m/sek bewegen, was schon beträchtlich an die Lichtgeschwindigkeit von 3×10^8 m/sek herankommt. Doch in Thomsons Experiment wurden die Elektronen nur für etwa 10^{-9} Sekunden der Krafteinwirkung ausgesetzt und kamen infolgedessen nie nahe an die Lichtgeschwindigkeit heran.

Im vorigen Beispiel wurde Newtons Zweites Gesetz benutzt, um die Beschleunigung zu berechnen, die eine vorgegebene Kraft bei einer bestimmten Masse erzeugen würde. Natürlich kann man anhand dieses Gesetzes auch die Kraft berechnen, mit der sich eine vorgegebene Masse auf eine bestimmte Beschleunigung bringen läßt. Beispielsweise kann man immer wieder beobachten, daß ein Körper nahe der Erdoberfläche mit einer konstanten Beschleunigung von 9,8 m/sek^2 fällt. Diese konstante Fallbeschleunigung wird gewöhnlich mit dem Buchstaben g bezeichnet. Dann läßt sich die Kraft, die auf einen Körper mit der Masse m im Gravitationsfeld der Erde wirkt, als

$$F_{grav} = mg \tag{A.3}$$

schreiben, unabhängig davon, ob der Körper tatsächlich fällt oder nicht. Die Gravitationskraft auf ein Elektron beträgt dann 9×10^{-31} kg mal 9,8 m/sek^2 oder nahezu 9×10^{-30} Newton. Verglichen mit den elektrischen und magnetischen Kräften, die das Elektron in einem Kathodenstrahlrohr erfährt, ist dieser Wert unbedeutend. Deshalb kann die Gravitation mit Sicherheit vernachlässigt werden, wenn man das Verhalten der Elektronen bei Thomsons Versuch untersucht.

B: Elektrische und magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen

Wir wollen an dieser Stelle zeigen, wie man sich Newtons Kraftgesetz zunutze macht, um die Ablenkung der Kathodenstrahlen in Thomsons Experiment zu berechnen, und wie man anhand dieser Ablenkung schließlich das Masse/Ladungsverhältnis für die Strahlteilchen bestimmt.

Nehmen wir an, daß auf die Teilchen eine Kraft wirkt, die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Kathodenstrahls steht. Die Teilchen erfahren dann in Kraftrichtung eine Beschleunigung von der Größe $a = F/m$, wobei m die Teilchenmasse ist. Nachdem sie der Kraft über einen Zeitraum t ausgesetzt sind, haben sie dann eine zusätzliche Geschwindigkeitskomponente, die senkrecht zur ursprünglichen Ausbreitungsrichtung steht und den Betrag

$$v_{\text{senkrecht}} = ta = tF/m \tag{B.1}$$

hat. Nehmen wir nun weiterhin an, daß die Teilchen eine Geschwindigkeitskomponente v in der ursprünglichen Strahlrichtung haben und mit dieser Geschwindigkeit durch eine „Ablenkungszone" der Länge l laufen; dort seien sie der Kraft F ausgesetzt. Da Geschwindigkeit einfach Weg pro Zeit ist ($v = l/t$), läßt sich die Zeit t , in der die Teilchen beschleunigt werden, schreiben als

$$t = l/v. \tag{B.2}$$

Setzen wir diesen Ausdruck für t in Gleichung (B.1) ein, so erhalten wir

$$v_{\text{senkrecht}} = Fl/mv. \tag{B.3}$$

Nach dem Verlassen der Ablenkungszone durchlaufen die Strahlteilchen eine freie Laufstrecke der Länge L, wobei ihre Richtung kaum von der ursprünglichen abweicht. Daher kann man ihre Geschwindigkeit in dieser ursprünglichen Ausbreitungsrichtung immer noch gleich v setzen. Aufgrund derselben Überlegung, die zu Gleichung (B.2) geführt hat, ergibt sich die für die Laufzeit T in der feldfreien Zone

$$T = L/v. \tag{B.4}$$

Auch während dieser Zeit haben die Teilchen zugleich eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur ursprünglichen Ausbreitungsrichtung; daher wird der Teilchenstrahl am Ende der freien Laufstrecke um die Ablenkung

$$d = Tv_{\text{senkrecht}} \tag{B.5}$$

verschoben sein. Setzen wir (B.4) und (B.3) in (B.5) ein, so erhalten wir

$$d = \left(\frac{L}{v}\right) \times \left(\frac{Fl}{mv}\right)$$

oder kürzer

$$d = \frac{FlL}{mv^2}. \tag{B.6}$$

Dies ist die Formel von Seite 23.

Wir wollen nun bestimmte Kräfte betrachten. Wenn die Kathodenstrahlteilchen eine elektrische Ladung vom Betrag e besitzen, dann ist die auf sie ausgeübte elektrische Kraft durch ein elektrisches Feld E

$$F_{\text{el}} = eE, \tag{B.7}$$

und gemäß (B.6) erhält man dann für die

Verschiebung des Strahls am Ende der Kathodenstrahlröhre:

$$d_{el} = \frac{eElL}{mv^2}. \tag{B.8}$$

Die magnetische Kraft, die ein Magnetfeld *B* auf ein Teilchen mit der Ladung *e* und der Geschwindigkeit *v* (senkrecht zum Feld) ausübt, ist durch das Produkt von *e, v* und *B* gegeben, also

$$F_{mag} = evB. \tag{B.9}$$

Für Thomsons Versuch heißt diese Formel, daß die magnetische Kraft im wesentlichen senkrecht zur ursprünglichen Strahlrichtung wirkt – die Strahlablenkung bedingt zwar eine zusätzliche Geschwindigkeitskomponente $v_{senkrecht}$, die aber hier vernachlässigbar ist. Nach Gleichung (B.6) ruft die magnetische Kraft am Ende der Röhre eine Ablenkung von

$$d_{mag} = \frac{eBlL}{mv} \tag{B.10}$$

hervor. Man beachte, daß der Faktor *v* in (B.9) sich mit einem der beiden Faktoren von *v* im Nenner von (B.6) herausgekürzt hat.

Angenommen, man hätte d_{el} und d_{mag} für vorgegebene Werte von *E, B, l* und *L* gemessen, wie bekommt man daraus das Verhältnis von Masse und Ladung der Strahlteilchen und insbesondere der Elektronen? Wir können *v* bestimmen, indem wir die Gleichungen (B.10) und (B.8) dividieren

$$d_{mag}/d_{el} = \frac{eBlL/mv}{eElL/mv^2} = \frac{Bv}{E}$$

und nach *v* auflösen:

$$v = \left(\frac{E}{B}\right)\left(\frac{d_{mag}}{d_{el}}\right). \tag{B.11}$$

Setzt man diesen Ausdruck für *v* in (B.10) ein, so ergibt sich

$$d_{mag} = \frac{eBlL}{mEd_{mag}/Bd_{el}} = \frac{eB^2lLd_{el}}{mEd_{mag}},$$

und als Lösung für *m/e* erhalten wir

$$\frac{m}{e} = \frac{B^2lLd_{el}}{E(d_{mag})^2}. \tag{B.12}$$

Dies ist die Formel, mit der Thomson aus der gemessenen Kathodenstrahlablenkung das Masse/Ladungsverhältnis der Elektronen bestimmte.

Als Beispiel wollen wir die letzte Zeile der Tabelle 2.1 (auf Seite 42) betrachten, die einige Thomsonsche Meßdaten aus dem Jahre 1897 enthält. Das elektrische und das magnetische Feld hatten die Werte

$$E = 1{,}0 \times 10^4 \text{ Newton/Coulomb},$$
$$B = 3{,}6 \times 10^{-4} \text{ Newton/Amperemeter}.$$

Die beobachteten Strahlablenkungen am Ende des Rohrs waren

$$d_{el} = d_{mag} = 0{,}07 \text{ Meter}$$

bei einer Länge der Ablenkungszone (*l*) beziehungsweise freien Laufstrecke (*L*) von

$$l = 0{,}05 \text{ Meter}, \quad L = 1{,}1 \text{ Meter}.$$

Setzen wir all diese Werte in (B.11) ein, so erhalten wir für die ursprüngliche Strahlteilchengeschwindigkeit

$$v = \frac{(1{,}0 \times 10^{4})\,(0{,}07)}{(3{,}6 \times 10^{-4})\,(0{,}07)} = 2{,}8 \times 10^{7}\ \text{Meter/sek.}$$

Damit kennen wir die Werte aller Größen in Formel (B.12) und können das Masse/Ladungsverhältnis ausrechnen:

$$m/e = \frac{(3{,}6 \times 10^{-4})^{2}\,(0{,}05)\,(1{,}1)\,(0{,}07)}{(1{,}0 \times 10^{4})\,(0{,}07)^{2}} = 1{,}0 \times 10^{-11}\ \text{kg/C.}$$

So also kommen die Werte in den letzten beiden Spalten von Tabelle 2.1 zustande.

Wir können nun auch die – bislang vernachlässigte – Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur ursprünglichen Strahlrichtung berechnen. Setzen wir (B.9), $F_{mag} = evB$, in (B.3), also $v_{senkrecht} = Fl/mv$, ein, so sehen wir, daß ein Magnetfeld B den Strahlteilchen eine senkrechte Geschwindigkeitskomponente von

$$v_{senkrecht} = eBl/m = Bl/(m/e)$$

verleiht, was bei den obigen Werten für B, l und m/e schließlich

$$v_{senkrecht} = (3{,}6 \times 10^{-4})\,(0{,}05)/(1{,}0 \times 10^{-11}) = 1{,}8 \times 10^{6}\ \text{Meter/sek.}$$

ergibt. Im Vergleich zur (horizontalen) Anfangsgeschwindigkeit von $2{,}8 \times 10^{7}$ Meter pro Sekunde ist das nur ein Fünfzehntel, das heißt Richtung und Betrag der Geschwindigkeit verändern sich insgesamt gesehen nur geringfügig, was nachträglich unsere Annahme bestätigt, daß die senkrechte Komponente bei der Berechnung der magnetischen Kraft auf die Strahlteilchen vernachlässigt werden darf. Man beachte, daß sowohl v als auch $v_{senkrecht}$ erheblich kleiner sind als die Lichtgeschwindigkeit; wäre es anders, so könnte man das Verhalten der Kathodenstrahlteilchen nicht mehr mit der Newtonschen Mechanik näherungsweise richtig berechnen, sondern man müßte die komplizierten Formeln der Speziellen Relativitätstheorie anwenden, die für alle Bewegungen mit nahe Lichtgeschwindigkeit gilt.

C: Elektrische Felder und Feldlinien

Die elektrische Kraft F zwischen zwei geladenen Teilchen mit den elektrischen Ladungen q_1 und q_2 hängt nach dem Coulomb-Gesetz quadratisch vom Abstand r der Teilchen ab:

$$F = k_e q_1 q_2 / r^2, \tag{C.1}$$

wobei k_e für eine Konstante steht, deren Wert von den Maßeinheiten für F, q_1, q_2 und r abhängt. Drücken wir die Kraft in Newton, die Ladung in Coulomb und den Abstand in Meter aus, so hat diese Konstante den Wert

$$k_e = 8{,}987 \times 10^9 \text{ Newton} \times \text{Meter}^2/\text{Coulomb}. \tag{C.2}$$

Die Coulomb-Kraft wirkt entlang der Verbindungslinie zwischen den Ladungen q_1 und q_2, so daß wir F in Gleichung (C.1) als diejenige Kraftkomponente verstehen können, die in direkter Linie von einer Ladung auf die andere wirkt. Dabei steht ein positives F für eine abstoßende Kraft zwischen zwei gleichnamigen Ladungen, während ein negatives F einer anziehenden Kraft bei ungleichnamigen Ladungen mit entgegengesetztem Vorzeichen entspricht.

Häufig wird die elektrische Kraft auch mit Hilfe des elektrischen Feldes beschrieben: Ein Körper mit der Ladung q_1, der sich irgendwo im Raum befindet und dort einem elektrischen Feld der Stärke E ausgesetzt ist, spürt die Kraft

$$F = q_1 E. \tag{C.3}$$

Man kann diese Gleichung auch als Vektorgleichung lesen, die für die drei Richtungskomponenten von E und F jeweils getrennt gilt. Das heißt: F zeigt in dieselbe Richtung wie E, wenn q_1 positiv ist; beide sind entgegengerichtet, wenn q_1 negativ ist. Gleichung (C.3) gilt unabhängig von der Verteilung der Ladung und den Besonderheiten einzelner Feldquellen. Wenn das Feld von einer einzelnen Ladung q_2 erzeugt wird und auf eine Ladung q_1 im Abstand r von q_2 wirkt, gilt für die Kraft gerade das Coulomb-Gesetz (C.1). Folglich muß das elektrische Feld den Wert

$$E = k_e q_2 / r^2 \tag{C.4}$$

haben; bei einer positiven Feldquelle q_2 weisen Kraft und Feld radial nach außen, während sie für negatives q_2 auf die Quelle hin ausgerichtet sind. Wenn das elektrische Feld von mehreren geladenen Körpern erzeugt wird, müssen wir die einzelnen Beiträge der Ladungen komponentenweise aufaddieren. Dabei lassen sich die einzelnen Komponenten jeweils durch Formeln wie (C.4) ausdrücken.

Oft ist es vorteilhaft, das elektrische Feld anschaulich durch Feldlinien darzustellen, die den gesamten Raum durchsetzen und dort an jedem Punkt der Richtung des lokalen elektrischen Feldes folgen. Denken wir uns nun eine Oberfläche senkrecht zu den Linien, dann ist die Anzahl der Linien, die durch diese Fläche treten, ein Maß für die Stärke des elektrischen Feldes: Anzahl der Linien gleich Feldstärke mal Flächeninhalt. (Wenn das elektrische Feld im Bereich der Oberfläche variiert, nimmt man den Mittelwert.) Beispielsweise können wir als Fläche bei einer einzelnen Ladung eine Kugelschale um den Ladungsmittelpunkt betrachten, denn die Feldlinien, die vom Mittelpunkt radial nach außen (oder auch zu ihm hin) laufen, treten senkrecht durch die Kugelfläche. Da eine Kugelschale mit Radius r den Flächeninhalt $4\pi r^2$ hat, erhält man für das elektrische Feld E einer Ladung q_2 also die

(C.5)

$$\text{Anzahl der Feldlinien} = \frac{k_e q_2}{r^2} \times 4\pi r^2 = 4\pi k_e q_2.$$

Da sich der Radius wegkürzt, tritt durch jede beliebig große Kugelschale um q_2 die gleiche Zahl von Linien. Also können wir schlußfolgern, daß Feldlinien nicht im leeren Raum beginnen und enden, sondern ausschließlich bei Ladungen. Von einer positiv geladenen Feldquelle q gehen $4\pi k_e q$ Feldlinien aus, und entsprechend kommen $-4\pi k_e q$ Linien in jedem Körper mit negativer Ladung an. Mithin lassen sich anhand der Feldliniendichte viele komplizierte elektrische Felder berechnen, bei denen das Coloumb-Gesetz äußerst schwer anwendbar ist.

Nehmen wir zum Beispiel an, wir haben keine einzelne Punktladung, sondern eine Ladungsverteilung, die sich in einer Kugel willkürlich ausbreitet – wobei wir die Einschränkung machen, daß die Verteilung kugelsymmetrisch ist. Vom Mittelpunkt der Kugel aus erscheint die Ladungsverteilung also nach allen Seiten hin gleich. Das aber heißt, daß die Feldlinien radial nach außen oder nach innen weisen und es keine andere Vorzugsrichtung für ihren Verlauf gibt. Die Anzahl der Linien, die das Kugelvolumen mit der Feldquelle verlassen, muß also $4\pi k_e Q$ sein, wenn die Gesamtladung Q der Kugel positiv ist. Bei negativem Q laufen $-4\pi k_e Q$ Linien auf die Kugel zu. Daher beträgt die Anzahl der Feldlinien bei einem Abstand r von der Kugelmitte aus gerade

$$E \times 4\pi r^2 = 4\pi k_e Q,$$

und damit ist

$$E = \frac{k_e Q}{r^2}, \tag{C.6}$$

wobei E das Feld außerhalb der Kugel mit Ladung Q ist. Es sieht so aus, als seien wir im Kreis gegangen und hätten dabei nur wieder das Coulomb-Gesetz herausbekommen. Gleichung (C.6) ist jedoch umfassender: Sie gilt nicht nur für das Feld einer einzelnen Punktladung, sondern allgemein für jedes Feld einer kugelsymmetrischen Ladungsverteilung, die auf ein begrenztes Volumen beschränkt ist – der Abstand r wird dann vom Mittelpunkt der geladenen Kugel aus berechnet.

Um ein anschauliches Beispiel zu geben, stellen wir uns zwei waagerechte parallele Metallplatten vor, die wir gleichstark positiv beziehungsweise negativ aufladen. Damit betrachten wir nichts anderes als die geladenen Platten in Thomsons Versuch, in deren elektrischem Feld die Kathodenstrahlen abgelenkt wurden. Wir setzen nun voraus, daß sich die Ladung auf beiden Platten gleichmäßig verteilt – was immer der Fall ist, weil durch eine ungleichmäßige Ladungsverteilung elektrische Felder entstehen, die sofort für Ladungsverschiebungen sorgen, bis die Ladungen schließlich ausgewogen verteilt sind. Weiterhin betrachten wir Platten unendlicher Ausdehnung, so daß wir störende Randeinflüsse vernachlässigen können. Diese Annahme dürfen wir machen, weil der Abstand der Platten bei Thomsons Versuch im Vergleich zu ihren Abmessungen sehr gering war. Die Symmetrie eines solchen Plattenkondensators bedingt, daß die elektrischen Feldlinien senkrecht auf den Plattenflächen stehen, also parallel verlaufen. Da natürlich auch keine Linien irgendwo zwischen den Platten anfangen oder enden, läßt sich ihre Anzahl bezogen auf eine Fläche angeben, die parallel zu den Platten (und senkrecht zu den Feldlinien) orientiert ist. Mit anderen Worten, das elektrische Feld ist im Plattenzwischenraum überall gleich stark. Aufgrund der Symmetrie ist das Feld auch oberhalb der oberen Platte (und unterhalb der unteren) gleich – und zwar ist es dort gleich Null, weil sich das Feld von der positiven und negativen Ladung bei großen, dicht beieinanderliegenden Platten in größeren Abständen von den Plattenrändern aufhebt.

Um die Feldstärke zwischen den Platten zu berechnen, die pro Einheitsfläche die Ladungen σ und $-\sigma$ tragen, müssen wir die Anzahl der Linien betrachten, die die obere Platte verlassen. Es sind $4\pi k_e\sigma$ Linien pro Einheitsfläche. Da es über der oberen breiten Platte kein Feld gibt, durchsetzen sie nur den Raum zwischen den Platten, so daß das elektrische Feld dort gerade der Anzahl der Linien pro Einheitsfläche entspricht, also

$$E = 4\pi k_e \sigma. \tag{C.7}$$

Wir würden dieses Resultat auch erhalten, indem wir eine Formel wie (C.4) anwenden, um das Feld zu berechnen, das von jedem infinitesimal kleinen Stückchen der oberen und unteren Platte erzeugt wird. Summieren wir dann mit Hilfe der Integralrechnung diese einzelnen Beiträge komponentenweise auf, so kommen wir gleichfalls auf die obige Gleichung (C.7). Allerdings kann man sich viel Mühe sparen, wenn man in elektrischen Feldlinien denkt.

D: Arbeit und kinetische Energie

Wir wollen nun Newtons Kraftgesetz anwenden, um eine Beziehung zwischen der Beschleunigung eines Teilchens und der damit verknüpften Zunahme seiner kinetischen Energie herzuleiten.

Betrachten wir zunächst ein Teilchen der Masse m, das durch eine konstante Kraft F von einer Anfangsgeschwindigkeit v_1 auf die Geschwindigkeit v_2 beschleunigt wird. Die entsprechende Arbeit W ist das Produkt aus der Kraft und dem vom Teilchen in der Beschleunigungszeit zurückgelegten Weg:

$$W = F l. \tag{D.1}$$

Aber was ist l? Die Geschwindigkeit des Teilchens wächst stetig von v_1 auf v_2 an. Folglich ist die Durchschnittsgeschwindigkeit das Mittel von v_1 und v_2, also

$$v_D = \frac{1}{2}(v_1 + v_2). \tag{D.2}$$

Die zurückgelegte Entfernung ist die Durchschnittsgeschwindigkeit mal der Zeit t, während der das Teilchen beschleunigt wird:

$$l = v_D t = \frac{1}{2}(v_1 + v_2)\, t. \tag{D.3}$$

Aber was ist nun t? Die Beschleunigung ist hier nach Newtons Kraftgesetz als F/m gegeben, und da sie nichts anderes als die Geschwindigkeitsänderung in der verstrichenen Zeit angibt, haben wir

$$F/m = \frac{v_2 - v_1}{t},$$

oder mit anderen Worten

$$t = \frac{m(v_2 - v_1)}{F}. \quad \text{(D.4)}$$

Setzen wir zuerst (D.3) und dann (D.4) in (D.1) ein, so erhalten wir schließlich

$$W = F \times \frac{1}{2}(v_1 + v_2)\,t = F \times \frac{1}{2}(v_1 + v_2) \times m(v_2 - v_1)/F.$$

Man beachte, daß die Kraft F herausfällt. Da

$$(v_1 + v_2)(v_2 - v_1) = v_1 v_2 - v_1^2 + v_2^2 - v_2 v_1 = v_2^2 - v_1^2$$

ist, beträgt die Arbeit also

$$W = \frac{m}{2}(v_2^2 - v_1^2). \quad \text{(D.5)}$$

Die kinetische Energie eines Teilchens mit Masse m und Geschwindigkeit v ist definiert als

$$\text{kinetische Energie} \equiv \frac{1}{2} m v^2. \quad \text{(D.6)}$$

Gleichung (D.5) sagt also einfach aus, daß die kinetische Energiezunahme des Teilchens gleich der am Teilchen verrichteten Arbeit ist.

Stellen wir uns zum Beispiel ein Teilchen vor, das im Gravitationsfeld der Erde fällt. Die Kraft auf ein Teilchen der Masse m ist in der Nähe der Erdoberfläche nach Gleichung (A.3)

$$F = mg, \quad \text{(D.7)}$$

wobei g wieder die Fallbeschleunigung von 9,8 m/sek^2 ist. (Wir wollen dabei annehmen, daß andere Kräfte wie der Luftwiderstand um vieles kleiner und deshalb vernachlässigbar sind.) Dann folgt für ein Teilchen, das von einer Höhe h_1 auf eine Höhe h_2 herabfällt, daß die Arbeit gleich der Kraft (D.7) mal dem Abstand $h_1 - h_2$ ist, nämlich

$$W = mg(h_1 - h_2). \quad \text{(D.8)}$$

Vergleichen wir (D.8) mit (D.5), so sehen wir, daß die Masse m auf beiden Seiten herausfällt, und wir haben nun

$$g(h_1 - h_2) = \frac{1}{2}(v_2^2 - v_1^2). \quad \text{(D.9)}$$

Ein Gewicht, das beispielsweise aus der Ruhelage ($v_1 = 0$) von der Spitze des Empire State Buildings ($h_1 = 300$ Meter) herabfällt, wird bis zum Aufschlag auf den Boden eine Geschwindigkeit

$$v_2 = \sqrt{2gh_1}$$
$$= \sqrt{2 \times 9{,}8 \times 300} = 77 \text{ Meter/sek}$$

erreichen.

Gleichung (D.9) läßt sich in einer Form schreiben, die das physikalische Prinzip der Energieerhaltung wiedergibt. Dazu müssen wir die rechte und linke Seite von (D.9) mit der Masse m multiplizieren, die Klammern ausmultiplizieren und die einzelnen Terme so nach den Indizes sortieren, daß v_1 und h_1 nur auf der linken Seite auftauchen und v_2 und h_2 nur auf der rechten. Das Ergebnis lautet dann

$$\frac{1}{2} m v_1^2 + mgh_1 = \frac{1}{2} m v_2^2 + mgh_2. \quad \text{(D.10)}$$

Das heißt, unter der Voraussetzung, daß wir nicht nur die kinetische Energie $\frac{1}{2}mv^2$, sondern auch die Lageenergie berücksichtigen, die nichts anderes ist als die

$$\text{potentielle Energie} = mgh, \tag{D.11}$$

bleibt die Energie erhalten.

Um die Zweckmäßigkeit dieser physikalischen Interpretation im Rahmen der Energieerhaltung einzusehen, wollen wir folgendes Beispiel betrachten: Ein Auto möge mit ausgeschaltetem Motor reibungsfrei eine abschüssige Straße hinabrollen. Weil das Auto außer von der Schwerkraft noch von einer anderen Kraft beeinflußt wird, kann man die obige Herleitung von Gleichung (D.10) nicht weiterverwenden. Diese zusätzliche neue Kraft wird von der Straße nach oben hin ausgeübt und leistet dem Gewicht des Fahrzeugs Widerstand. Wenn das Gefälle der Straße an jeder Stelle anders ist, bleibt die Kraft nicht einmal konstant. Trotzdem gilt (D.10) noch immer, weil diese Gleichung gerade aussagt, daß die Summe von potentieller und kinetischer Energie konstant ist. Dies ist auch bei einer ungleichmäßig abfallenden Strecke der Fall, denn es findet kein Energieaustausch zwischen der Straße und dem Fahrzeug statt. (Die Straße übt gleichwohl eine Kraft auf das Fahrzeug aus, und zwar senkrecht zur Straßendecke – und wirkt, da sich das Auto nur parallel zum Belag bewegt, senkrecht zur Bewegungsrichtung; daher gibt es keinen Energieaustausch.) Angenommen ein Auto rollt aus dem Stand reibungsfrei bergab und verliert dabei 300 Meter an Höhe, dann entspricht seine Endgeschwindigkeit im Betrag (nicht in der Richtung) gerade dem, was ein Körper im freien Fall bei einer Höhendifferenz von 300 Metern erreicht. Das heißt, die Endgeschwindigkeit wird 77 Meter/Sekunde sein. Natürlich gilt die Energieerhaltung auch, wenn das Fahrzeug reibungsfrei bergauf fährt; bei einer Anfangsgeschwindigkeit von 77 Meter/Sekunde kann es 300 Meter an Höhe gewinnen, bevor es stehen bleibt – einerlei, wie steil die Straße ansteigt.

Der Begriff der potentiellen Energie ist nicht nur für Gravitationsfelder, sondern auch für elektrische Felder nützlich. Bei den im Anhang C betrachteten aufgeladenen Metallplatten ist das elektrische Feld zwischen den beiden Platten konstant. Folglich wird ein Teilchen mit der Ladung q eine konstante Kraft qE verspüren. Falls die obere Platte positiv und die untere negativ aufgeladen ist, weist die Kraft auf einen positiv geladenen Körper nach unten. Aus genau der gleichen Überlegung heraus, die zu (D.11) geführt hat, können wir hier die elektrische potentielle Energie definieren, wobei wir die Kraft mg durch qE ersetzen:

$$\text{potentielle Energie} = qEh.$$

Dabei sei h die gemessene Höhe über der unteren Platte. Nun entspricht die elektrische potentielle Energie pro Ladung gerade der Spannung. Bei einer Höhe h und einer Ladung q über der unteren Platte erhalten wir also

$$\text{Spannung} = Eh.$$

Insbesondere ergibt sich die Spannungsdifferenz zwischen oberer und unterer Platte, wenn wir h mit dem Plattenabstand s gleichsetzen:

$$\text{Spannungsdifferenz zwischen den Platten} = Es.$$

Thomson kannte bei seinen Versuchen sowohl die Spannungsdifferenz, die seine elektrische Batterie zwischen den Platten erzeugte, als auch den Plattenabstand s. Es war für ihn also leicht, das elektrische Feld zwischen den Platten zu berechnen.

E: Energieerhaltung bei den Kathodenstrahl-Experimenten

Wir wollen nun zeigen, wie Thomson und Kaufmann die Eigenschaften der Kathodenstrahlteilchen anhand des Energiesatzes berechneten.

Thomson bestückte die Kathodenstrahlröhre mit einem Kollektor, der am Rohrende sowohl die elektrische Ladung als auch die Wärme sammelte; Thomson maß diese Ladung *Q* und die Wärme *H*. Nach dem Energieerhaltungssatz mußte die Wärmeenergie *H* gleich der gesamten kinetischen Energie aller Strahlteilchen sein, die auf den Kollektor gelangt waren. Sofern *N* Teilchen mit der Geschwindigkeit *v* dort eintrafen, ergibt sich also

$$H = \frac{1}{2} m v^2 N. \tag{E.1}$$

Da auch die Ladung erhalten bleibt, mußte die Gesamtladung des Kollektors der Ladung aller *N* Kathodenstrahlteilchen entsprechen, die auf ihn trafen, also

$$Q = eN. \tag{E.2}$$

Dividieren wir (E.1) durch (E.2), so kürzt sich die unbekannte Teilchenzahl *N* heraus, und wir erhalten:

$$H/Q = \frac{m v^2}{2e}. \tag{E.3}$$

Thomson bestimmte auch die magnetische Ablenkung. Daher kannte er die Größe, die auf der rechten Seite von (B.10) erscheint: $d_{mag} = eBlL/mv$. Durch den bekannten Wert BlL dividiert konnte er eine Größe

$$I = m v/e \tag{E.4}$$

bestimmen. Wenn wir nun (E.3) durch (E.4) teilen, fällt das unbekannte Verhältnis von *m/e* heraus:

$$v = 2H/QI. \tag{E.5}$$

(E.5) kann nun in (E.4) eingesetzt werden, so daß wir als Lösung für *m/e* erhalten:

$$\frac{m}{e} = \frac{I^2}{2H/Q}. \tag{E.6}$$

Bei den ersten Ergebnissen, die Thomson mit seiner „Röhre 2" gewann, fand er folgende Werte:

$$H/Q = 2{,}8 \times 10^3 \text{ Joule/Coulomb},$$
$$I = 1{,}75 \times 10^{-4} \text{ kg m/sek C}$$

(siehe Tabelle 2.2 auf S. 51). Gleichung (E.5) liefert dann

$$v = 2 \times (2{,}8 \times 10^3)/(1{,}75 \times 10^{-4})$$
$$= 3{,}2 \times 10^7 \text{ m/sek},$$

und Gleichung (E.6) ergibt

$$m/e = \frac{(1{,}75 \times 10^{-4})^2}{2\,(2{,}8 \times 10^3)} = 5{,}5 \times 10^{-12} \text{ kg/C},$$

in ziemlich genauer Übereinstimmung mit denjenigen Ergebnissen von Thomson, die in den letzten beiden Spalten von Tabelle 2.2 aufgeführt sind.

Kaufmann arbeitete ohne Kollektor und maß

direkt die elektrische Potentialdifferenz („Spannungsdifferenz") V zwischen der Kathode und Anode seiner Kathodenstrahlröhre. Diese Spannungsdifferenz diente zum Beschleunigen der Kathodenstrahlteilchen, die nach dem Passieren der Anode mit der Geschwindigkeit v in die Ablenkungszone eintraten. Da Spannung gleich Arbeit pro Coulomb ist, leistete das elektrische Feld beim Beschleunigen eines Kathodenstrahlteilchens eine Arbeit, die gleich dem Produkt aus der Spannungsdifferenz V und der Ladung e des Teilchens war. Diese Arbeit ist aber auch gleich der kinetischen Energie, die dieses Teilchen zwischen Anode und Kathode gewinnt

$$\frac{1}{2} m v^2 = e V. \tag{E.7}$$

Mit dieser einfachen Formel konnte Kaufmann dieselbe Größe $mv^2/2e$ berechnen, die Thomson anhand von Gleichung (E.3) bestimmt hatte.

F: Gaseigenschaften und Boltzmannkonstante

Hier geht es um die fundamentale Beziehung zwischen Druck, Temperatur und Dichte verdünnter (idealer) Gase, mit deren Hilfe man Avogadros Vermutung bestätigen und die atomaren Größen festlegen kann.

Der Druck eines Gases ist definiert als die Kraft, die das Gas pro Flächeneinheit auf eine Oberfläche ausübt. Diese Kraft wird durch die Stöße der Gasteilchen gegen die Oberfläche hervorgerufen. Nehmen wir an, ein Gasteilchen übe beim Aufprall auf eine feste Wand während einer Zeit t eine konstante Kraft F aus. Dann wirkt in dieser Zeit nach dem Dritten Newtonschen Gesetz eine Reaktionskraft F von der Wand in entgegengesetzter Richtung auf das Teilchen. Also erfährt das Teilchen eine Beschleunigung F/m (wobei m die Teilchenmasse ist) und eine Geschwindigkeitsänderung $(F/m) \times t$. Wenn das Teilchen keine Energie an die Wand abgibt, unterscheidet sich seine Geschwindigkeit nach dem Stoß gegen die Wand von der vor dem Stoß nur in der Richtung, nicht aber im Betrag. Ist die Geschwindigkeitskomponente in Wandrichtung anfangs $+v$, so wird sie nach dem Stoß $-v$ sein; die Geschwindigkeitsänderung des Teilchens ergibt also $2v$, so daß gilt:

$$2v = Ft/m.$$

Anders formuliert: Die Kraft, die jedes Teilchen bei seinem Aufprall auf die Wand ausübt, beträgt

$$F = 2mv/t. \tag{F.1}$$

Diese Formel gilt nicht nur für ein Teilchen, das während der Berührung mit einer konstanten Kraft auf die Wand einwirkt – wie wir hier vorausgesetzt haben – sondern auch dann noch, wenn sich die Kraft ändert, was der Wirklichkeit auch eher entspricht. Wir

müssen F dann als die *mittlere* Kraft ansehen, die während des Stoßes wirkt. Zum Beweis kann man das Zeitintervall t, also die Zeitdauer der Berührung des Teilchens mit der Wand, in winzige Teilintervalle Δt zerlegen, wobei jedes einzelne Intervall so kurz ist, daß man die Kraft über den betreffenden Zeitraum praktisch als konstant ansehen kann. Nach dem Zweiten Newtonschen Gesetz ist das Produkt aus der Masse und der Geschwindigkeitskomponente des von der Wand zurückprallenden Teilchens gleich der Kraft, die die Wand auf das Teilchen ausübt, mal der Dauer des Teilintervalls Δt. Addieren wir die Werte auf beiden Seiten dieser Gleichung für alle Teilintervalle auf, so sehen wir, daß das Produkt aus der Masse und Gesamtänderung der Geschwindigkeitskomponenten des zurücklaufenden Teilchens, also $2mv$, identisch ist mit der Summe über alle Teilintervalle Δt – sie ergibt natürlich t-mal den Mittelwert der Kraft. Dieses Aufsummieren ist der entscheidende Kunstgriff, der der Integralrechnung zugrundeliegt: Man teilt den Zeitraum t in unendlich viele infinitesimale Intervalle und summiert (integriert) über die entsprechenden Terme.

Um den Druck berechnen zu können, müssen wir zu jeder Geschwindigkeit die Anzahl derjenigen Teilchen angeben, die in der betrachteten Zeit die Wand berühren. Diese Größe hängt – genau wie die Kraft (F.1) – bei jedem Teilchen von der Geschwindigkeit ab. Um die Geschwindigkeit in den Griff zu bekommen, betrachten wir zunächst ein bestimmtes Flächenelement A der Wand des gasgefüllten Gefäßes. Stellen wir uns eine fiktive Situation vor, in der sich alle Gasteilchen in dem Gefäß gleich schnell in Richtung Wand (oder davon weg) bewegen – mit einer Geschwindigkeitskomponente vom einheitlichen Betrag v; dabei soll sich die eine Hälfte der Teilchen auf die Wand zu- und die andere von ihr wegbewegen. Wir können nun den Druck berechnen, den das Gas unter diesen fiktiven Bedingungen ausüben würde – die Unterschiede zwischen den Teilchengeschwindigkeiten werden wir später berücksichtigen, indem wir den Druck über alle Geschwindigkeiten mitteln.

Die Anzahl derjenigen Teilchen, die ein Flächenelement A der Wand zu irgendeinem Zeitpunkt berühren, ist gleich der Anzahl N der Teilchen, die in einem Zeitintervall T auf diesen Wandbereich treffen, mal dem Bruchteil t/T des Zeitraums t, in dem die Teilchen mit der Wand im Kontakt sind. Die Gesamtkraft auf die Wandfläche A ist dann gleich der Kraft (F.1), die jedes einzelne Teilchen ausübt, mal N mal t/T. Da Druck gleich Kraft pro Fläche ist, erhält man hier für den Druck:

$$p = (2mv/t) \times N \times (t/T)/A.$$

Da sich die unbekannte Zeit t herauskürzt, ist

$$p = 2mv \times (N/AT). \tag{F.2}$$

Die Größe N/AT ist gerade die Anzahl der Teilchen, die pro Zeit- und Flächeneinheit gegen die Wand prallen.

Aber wieviele Teilchen treffen pro Zeiteinheit auf die Wand? Nach einer Zeit T werden gerade die Teilchen gegen die Wand gestoßen sein, die sich auf diese zubewegt haben und anfangs nahe genug daran waren – nahe genug heißt hier: in einem Abstand von weniger als vT. Die Anzahl N der Teilchen, die in der Zeit T auf ein kreisförmiges Flächenelement A der Wand prallen, ist daher gleich der halben Teilchenanzahl in einem Zylinder mit der Grundfläche A und der Höhe vT, also

$$N = \frac{1}{2} nAvT,$$

wobei n die Teilchenanzahl des Gases pro Volumeneinheit ist. Der Faktor 1/2 tritt hier auf, weil wir hypothetisch angenommen hatten, daß sich die Hälfte der Teilchen zur Wand hinbewegt. Wir sehen, daß die Zahl der Teilchen, die pro Flächen- und Zeiteinheit auf die Wand treffen,

$$N/AT = \frac{1}{2} n v \tag{F.3}$$

ist. Setzen wir dies in (F.2) ein, so ergibt sich für den Druck auf die Behälterwand

$$p = 2mv \times \frac{1}{2} n v = n m v^2.$$

Wie bereits erwähnt, müssen wir dieses Ergebnis über die Streuung der Teilchengeschwindigkeiten mitteln. Deshalb erhalten wir für den Druck

$$p = nm(v^2)_M \tag{F.4}$$

wobei $(v^2)_M$ der Mittelwert für das Quadrat einer beliebigen Geschwindigkeitskomponente der Gasteilchen ist.

Um den Wert der Größe $(v^2)_M$ zu finden, greifen wir auf ein fundamentales Ergebnis der klassischen statistischen Mechanik zurück, den Satz von der Gleichverteilung der Energie: Auf jeden Freiheitsgrad eines Systems, das sein Gleichgewicht erreicht hat, entfällt im Mittel die gleiche Energie, nämlich

$$\bar{E} = \frac{1}{2} kT, \tag{F.5}$$

wobei die Temperatur auf den absoluten Nullpunkt bezogen ist und k für eine fundamentale Konstante der statistischen Mechanik steht, die sogenannte Boltzmannkonstante, deren Wert von der gewählten Temperaturskala abhängt. (Der Querstrich bedeutet hier, daß es sich um eine Mittelung über die Zeit, nicht die Freiheitsgrade handelt.) Es würde zu weit führen, wollten wir genau definieren, was wir unter einem „Freiheitsgrad" eines physikalischen Systems verstehen. Deshalb sei lediglich gesagt, daß jeder Freiheitsgrad einen unabhängigen additiven Beitrag zur Gesamtenergie des Systems liefert. Für unsere Zwecke genügt es festzuhalten, daß jedes frei bewegliche Teilchen eines Gases additiv zur Gesamtenergie beiträgt, und zwar mit

$$\frac{1}{2} m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2),$$

wobei v_x, v_y und v_z die Komponenten der Teilchengeschwindigkeit in drei senkrecht zueinander orientierten Richtungen sind, sagen wir Norden, Osten und Höhe.
Da jede Geschwindigkeitskomponente eines einzelnen Teilchens einen unabhängigen Freiheitsgrad darstellt, gilt für frei bewegliche Gasteilchen:

$$\frac{1}{2} m\overline{v_x^2} = \frac{1}{2} m\overline{v_y^2} = \frac{1}{2} m\overline{v_z^2} = \frac{1}{2} kT. \tag{F.6}$$

Daß sich bei der Energie eine Gleichverteilung einstellt, kann man sich leicht klarmachen: Würden bei verschiedenen Freiheitsgraden unterschiedliche mittlere Energien auftreten, dann müßte durch Stöße oder andere Wechselwirkungen Energie von den Freiheitsgraden mit überdurchschnittlicher Energie abgeführt und anderen energieärmeren Freiheitsgraden zugeführt werden, bis auf alle Freiheitsgrade die gleiche mittlere Energie entfiele. Wir müssen weiterhin beachten, daß die mittlere Energie pro Freiheitsgrad eng mit der Temperatur verknüpft ist. Haben zwei isolierte Systeme verschiedene mittlere Energien pro Freiheitsgrad, und werden beide Systeme zusammengebracht, dann fließt solange Energie von dem System mit der höheren Energie pro Freiheitsgrad zum anderen über, bis alle Freiheitsgrade des Gesamtsystems die gleiche mittlere Energie haben. Wenn wir wollten, könnten wir die Temperatur eines Systems als die mittlere Energie in jedem Freiheitsgrad definieren. Es ist aber nicht leicht, diese Größe zu messen. Aus historischen Gründen hat sich als Tem-

peratureinheit in der Wissenschaft das Grad Celsius eingebürgert, das als der hundertste Teil der Temperaturdifferenz zwischen dem Schmelzpunkt von Eis und dem Siedepunkt von Wasser bei normalem Atmosphärendruck definiert ist. Die Boltzmannkonstante ermöglicht die Umrechnung von dieser alltäglichen Temperatureinheit in die Energie pro Freiheitsgrad. Moderne Messungen geben ihren Wert mit $1{,}3807 \times 10^{-23}$ Joule/Grad an. Einerlei was für Temperatureinheiten wir wählen, Gleichung (F.5) gibt dem absoluten Nullpunkt der Temperatur in der klassischen Physik eine exakte Bedeutung: Es ist die Temperatur, bei der jeder Freiheitsgrad die mittlere Energie Null hat. Bezieht man sich auf den absoluten Nullpunkt, so kann man mit Hilfe der Celsius-Skala eine neue absolute Temperaturskala definieren, die sogenannte Kelvin-Skala. Will man beide Skalen miteinander vergleichen, so muß man zu sämtlichen Temperaturangaben in Grad Celsius die Zahl 273,16 hinzuaddieren. Mit anderen Worten, der Schmelzpunkt von Eis liegt bei 273,16 Kelvin (K).

Kommen wir aber zum Gasdruck zurück! Gleichung (F.6) gibt die zeitliche Mittelung über das Quadrat jeder Geschwindigkeitskomponente eines einzelnen Teilchens an. Da diese Komponenten gleich sind, gilt Gleichung (F.6) auch dann noch, wenn wir außerdem über alle Teilchen des Gases mitteln. Jedoch brauchen wir nun nicht mehr über die Zeit zu mitteln, weil sich wegen der Energieerhaltung die Energie pro Freiheitsgrad gemittelt über alle Freiheitsgrade zeitlich nicht ändern kann. (Sie ist gleich der Gesamtenergie geteilt durch die Anzahl der Freiheitsgrade.) Jede Geschwindigkeitskomponente der Gasteilchen beträgt somit nach der Mittelung über alle Teilchen

$$\frac{1}{2} m (v^2)_M = \frac{1}{2} kT. \tag{F.7}$$

Die Faktoren 1/2 kürzen sich heraus, und wenn wir das Ergebnis in (F.4) einsetzen, haben wir nun:

$$p = nkT. \tag{F.8}$$

Beachten wir, daß die Masse m der Gasteilchen hierbei herausgefallen ist. Infolgedessen beträgt die Anzahl von Gasteilchen in einem Volumen V

$$nV = pV/kT,$$

und zwar für *alle* (idealen) Gase mit Volumen V, Druck p und Temperatur T. Damit ist Avogadros Vermutung bestätigt.

Bis in das beginnende 20. Jahrhundert konnten Physiker und Chemiker die Anzahl von Gasmolekülen in einem vorgegebenen Volumen allerdings nicht präzise bestimmen, denn es fehlte eine bestimmte Größe, um eine Skala für die atomaren Massen, Ladungen und Radien festzulegen. Aus diesem Grunde wurde und wird auch das Gasgesetz (F.8) noch heute üblicherweise in einer etwas abgewandelten Form hingeschrieben. Statt der Anzahl n von Gasteilchen pro Volumeneinheit führt man die Dichte ϱ, also Masse pro Volumeneinheit, ein. Für Gasteilchen der Masse m beträgt die Dichte

$$\rho = nm. \tag{F.9}$$

Weiterhin können wir die Masse m durch das Produkt aus Molekulargewicht μ der Gasmoleküle und der Masse m_l ausdrücken, die einer atomaren Masseneinheit entspricht:

$$m = \mu m_1 \tag{F.10}$$

oder, da die Avogadrosche Zahl N_o als $1/m_l$ definiert ist:

$$m = \mu / N_0. \tag{F.11}$$

Somit kann man die Gasgleichung (F.8) schreiben als

$$p = \rho RT/\mu, \tag{F.12}$$

wobei R die Gaskonstante bezeichnet:

$$R = k/m_1 = kN_0. \tag{F.13}$$

Entscheidend ist dabei, daß man R bestimmen kann, indem man Druck, Dichte und Temperatur eines Gases mit bekanntem Molekulargewicht mißt. Deshalb war für R bereits im 19. Jahrhundert ein guter Wert bekannt: $8{,}3 \times 10^3$ J/kg K. Mit diesem Wert für R konnte man entweder die Boltzmannkonstante k oder die Masseneinheit m_1 (beziehungsweise N_0) bestimmen, sofern die jeweils andere Größe bekannt war.

Beispielsweise gelang es Max Planck im Jahre 1901 in seiner berühmten Untersuchung zur Thermodynamik der Strahlung, für die Boltzmannkonstante den Wert $k \simeq 1{,}34 \times 10^{-23}$ J/kg K zu bestimmen. Mit Gleichung (F.13) und dem Wert $R = 8{,}27 \times 10^3$ J/kg K für die Gaskonstante berechnete Planck, daß

$$m_1 = k/R = \frac{1{,}34 \times 10^{-23}}{8{,}27 \times 10^3} = 1{,}62 \times 10^{-27}\ \text{kg}$$

beziehungsweise

$$N_0 = 1/m_1 = 6{,}17 \times 10^{26}/\text{kg}.$$

Außerdem konnte Planck mit Hilfe der Faradaykonstanten

$$F \equiv e/m_1 \equiv eN_0 = 9{,}63 \times 10^7\ \text{C/kg},$$

den Betrag der Elektronenladung berechnen:

$$e = Fm_1 = 9{,}63 \times 10^7 \times 1{,}62 \times 10^{-27} = 1{,}56 \times 10^{-19}\ \text{C}.$$

Zehn Jahre später gelang Millikan die direkte Messung der Elektronenladung; er erhielt den Betrag

$$e = 1{,}592 \times 10^{-19}\ \text{C}.$$

Mit $F = 9{,}65 \times 10^7$ Coulomb/kg als Faradaykonstante konnte Millikan auch die Avogadrozahl berechnen:

$$N_0 = \frac{9{,}65 \times 10^7}{1{,}592 \times 10^{-19}} = 6{,}062 \times 10^{26}/\text{kg},$$

so daß

$$m_1 = 1/N_0 = 1{,}65 \times 10^{-27}\ \text{kg}.$$

Außerdem fand Millikan mit Hilfe der Gaskonstanten $R = 8{,}32 \times 10^3$ J/kg K für die Boltzmannkonstante

$$k = R/N_0 = \frac{8{,}32 \times 10^3}{6{,}062 \times 10^{26}} = 1{,}372 \times 10^{-23}\ \text{J/K}.$$

Das Prinzip der Gleichverteilung der Energie erlaubt es auch, den Energieinhalt eines Gases auf einfache Weise abzuschätzen. Nach Gleichung (F.6) hat jedes Gasteilchen eine mittlere kinetische Energie von

$$\frac{1}{2}m\overline{v_x^2} + \frac{1}{2}m\overline{v_y^2} + \frac{1}{2}m\overline{v_z^2} = \frac{3}{2}kT.$$

Wenn jedes Teilchen eine Masse m hat, beträgt die Energie pro Masseneinheit also

$$\varepsilon = \frac{3}{2} kT/m = \frac{3}{2} RT/\mu .$$

Dies gilt tatsächlich nur für einatomige Gase wie Helium; für Gase, die aus zweiatomigen Molekülen wie O_2 oder N_2 bestehen, gibt es zusätzlich zwei Freiheitsgrade, die den beiden Winkeln entsprechen, die nötig sind, um die Orientierung des Moleküls festzulegen; somit gibt es in diesem Falle eine Zusatzenergie von $2 \times 1/2\ kT$ pro Molekül, so daß die Energie pro Masseneinheit

$$\varepsilon = \frac{5}{2} RT/\mu$$

beträgt. Für Sauerstoff zum Beispiel ist $\mu = 32$; daher beträgt bei Zimmertemperatur ($T = 300$ K) die thermische Energie in einem Kilogramm Sauerstoff

$$\frac{5}{2} \times 8{,}3 \times 10^3 \times 300/32 = 1{,}9 \times 10^5 \text{ J}.$$

Diese Energie bietet eine weitere Möglichkeit, die Gaskonstante R zu bestimmen: Man mißt die Energie, die ein Gas mit bekanntem Volumen und Masse um eine bestimmte Temperaturänderung aufheizt.

G: Millikans Öltröpfchenversuch

Hier werden wir das Zweite Newtonsche Gesetz und das Stokessche Viskositätsgesetz anwenden, um zu zeigen, wie Millikan aus den Bewegungen von Öltröpfchen einen Wert für ihre elektrische Ladung ableitete.

Nehmen wir an, ein einzelnes Tröpfchen falle allein unter dem Einfluß der Gravitation, also ohne einem elektrischen Feld ausgesetzt zu sein. Nach Gleichung (A.3) wird es von der Gewichtskraft

$$F_{grav} = mg \tag{G.1}$$

nach unten beschleunigt, wobei m die Tröpfchenmasse und $g = 9{,}806$ m/sek^2 die Fallbeschleunigung ist. Dem Fall des Tröpfchens wirkt die Viskosität oder Zähigkeit der Luft entgegen, genauer eine Reibungskraft, deren Komponente in Fallrichtung also ein negatives Vorzeichen hat. Sie ist durch das Stokessche Gesetz gegeben:

$$F_{vis} = -6\pi\eta a v, \tag{G.2}$$

wobei $\pi = 3{,}14150\ldots$ die Kreiszahl und η die Zähigkeit der Luft bezeichnet; für η nahm Millikan den Wert $1{,}825 \times 10^{-5}$ Nsek/m^2 an; a steht für den Radius und v für die abwärts gerichtete Geschwindigkeit des Tröpfchens.

Wenn das Tröpfchen zu fallen beginnt, ist seine Geschwindigkeit gering. Daher ist F_{grav} größer als F_{vis} und das Tröpfchen wird insgesamt nach unten beschleunigt. Mit zunehmender Geschwindigkeit wächst der viskose Reibungswiderstand, so daß die resultierende Kraft und damit die Beschleunigung in Abwärtsrichtung geringer wird. Schließlich erreicht die Geschwindigkeit einen Wert, bei dem F_{grav} und F_{vis} entgegengesetzt gleich sind – das Tröpfchen fällt von nun an mit konstanter Geschwindigkeit, ohne weiter beschleunigt zu werden. Man kann also die

„End"-Geschwindigkeit v_0, die das Tröpfchen schließlich erreicht, finden, indem man die Summe der Kräfte in (G.1) und (G.2) gleich Null setzt:

$$0 = mg - 6\pi\eta a v_0. \tag{G.3}$$

Da die Dichte ϱ des Tröpfchens (seine Masse pro Volumeneinheit) bekannt ist, können wir eine Beziehung zwischen *m* und *a* ausnutzen: *m* ist gleich dem Produkt aus Tröpfchenvolumen $4\pi a^3/3$ und der Dichte ϱ:

$$m = 4\pi a^3 \rho/3. \tag{G.4}$$

Einsetzen von (G.4) in (G.3) liefert

$$0 = 4\pi a^3 \rho g/3 - 6\pi\eta a v_0, \tag{G.4a}$$

und nach dem Tröpfchenradius aufgelöst:

$$a = \sqrt{\frac{9\eta v_0}{2g\rho}}. \tag{G.5}$$

Setzen wir dieses Ergebnis für *a* in Gleichung (G.4) ein, so bekommen wir die Tröpfchenmasse

$$m = \frac{4\pi\rho}{3}\left(\frac{9\eta v_0}{2g\rho}\right)^{3/2}. \tag{G.6}$$

Mit (G.5) und (G.6) können wir also Masse und Radius eines Tröpfchens bekannter Dichte aus seiner konstanten Sinkgeschwindigkeit ermitteln.

Nehmen wir nun an, ein Öltröpfchen bewege sich nicht nur unter dem Einfluß der Schwerkraft und der Luftviskosität, sondern es sei zusätzlich einem senkrechten elektrischen Feld *E* ausgesetzt, das ein Teilchen mit negativer Ladung *q* mit einer senkrechten Kraftkomponente

$$F_{el} = qE \tag{G.7}$$

nach oben beschleunigt. Bei eingeschaltetem Feld erreicht das Tröpfchen auch hier wieder eine konstante Endgeschwindigkeit, sobald die Beschleunigung und mit ihr die Gesamtkraft auf das Tröpfchen verschwindet:

$$0 = F_{grav} + F_{vis} + F_{el}. \tag{G.8}$$

Setzen wir die entsprechenden Ausdrücke aus (G.1), (G.2) und (G.7) ein, so erhalten wir

$$0 = mg - 6\pi\eta a v + qE,$$

und wir können nach der (negativen) Ladung *q* auflösen:

$$q = (-mg + 6\pi\eta a v)/E. \tag{G.9}$$

Um *q* zu bestimmen, muß man also zuerst für jedes Tröpfchen die Sinkgeschwindigkeit bei ausgeschaltetem Feld messen, um *m* und *a* zu berechnen, und anschließend bei eingeschaltetem Feld das Aufsteigen des Tröpfchens verfolgen.

Bevor wir Zahlen einsetzen, um zu sehen, wie die Rechnung in der Praxis aussieht, müssen wir zwei Korrekturen bei dieser einfachen Analyse berücksichtigen, die beide von Millikan angebracht wurden.

Das eine ist der Auftrieb, den das Tröpfchen in der Luft erfährt. Schon seit Archimedes weiß man, daß ein Körper in einer Flüssigkeit scheinbar an Gewicht verliert, und zwar um einen Betrag, der gleich dem Gewicht des vom Körper verdrängten Flüssigkeitsvolu-

mens ist. Durch den Auftrieb in der Luft vermindert sich die effektive Gewichtskraft auf

$$F_{grav} = mg - \frac{4\pi}{3} a^3 \rho_{Luft} g.$$

Rufen wir uns Gleichung (G.4) ins Gedächtnis zurück, so sehen wir, daß der gesamte Einfluß des Auftriebes einfach durch Ersetzen der Öldichte ϱ durch die effektive Dichte

$$\rho_{eff} = \rho - \rho_{Luft} \tag{G.10}$$

in allen unseren Gleichungen berücksichtigt werden kann. Die Dichte von Luft beträgt bei Zimmertemperatur und Atmosphärendruck auf Meereshöhe 1,2 kg/m³. Die Dichte von Millikans Öl hatte einen Wert von 0,9199 $\times 10^3$ kg/m³. Somit beträgt die Dichte, die wir in unseren Gleichungen benützen müssen,

$$\rho_{eff} = 0{,}9187 \times 10^3 \, kg/m^3.$$

Die zweite Korrektur ist erheblich komplizierter und fällt zahlenmäßig stärker ins Gewicht. Sie hängt damit zusammen, daß das Stokessche Gesetz nicht mehr exakt gilt, wenn die Tröpfchen so klein sind, daß ihr Radius in der gleichen Größenordnung liegt wie die mittlere freie Weglänge *l*, die Luftmoleküle zwischen einzelnen Stößen im Mittel unbehelligt durchfliegen können. Die Luft, die derart winzige Tröpfchen umströmt, verhält sich nicht mehr wie eine ideale Flüssigkeit, wie Stokes angenommen hatte, sondern in gewissem Grade macht sich bemerkbar, daß unzählige frei bewegliche Moleküle diese Strömung hervorrufen. Millikan berücksichtigte diesen Umstand, indem er die Viskosität η durch eine effektive Viskosität ersetzte, für die er folgende Formel angab:

$$\eta_{eff} = \eta / (1 + A\,l/a). \tag{G.11}$$

Dabei ist *A* eine von der Tropfengröße oder den Lufteigenschaften unabhängige Konstante. Die theoretische Rechnung hatte für *A* 0,788 ergeben, aber Millikan stellte fest, daß der Wert eher bei $A = 0{,}874$ liegen mußte – für diesen Wert stimmten die elektrischen Ladungen, die er für verschiedene Tröpfchen erhielt, besser überein. Man muß diese effektive Viskosität in Gleichung (G.5) einsetzen, um den Tröpfchenradius *a* zu bestimmen. Wenn man (G.11) in (G.5) einsetzt, taucht aber *a* auch auf der rechten Seite unter der Wurzel auf. Wir müßten also eine komplizierte algebraische Gleichung lösen. Zum Glück ist l/a jedoch sehr klein, so daß η_{eff} nahe bei η liegt und wir eine gute Näherung für die effektive Viskosität erhalten, wenn wir *a* anhand von (G.5) bestimmen und den unkorrigierten *a*-Wert in (G.11) einsetzen. Dann ist

$$\eta_{eff} \simeq \eta \Big/ \left(1 + A\,l \sqrt{\frac{2g\,\rho_{eff}}{9\eta\, v_0}}\right), \tag{G.12}$$

wobei wir für ϱ die Auftriebskorrektur (G.10) einbezogen haben. Setzen wir diesen Ausdruck anstelle von η in Gleichung (G.5) ein, so erhalten wir für den Tröpfchenradius

$$a = \sqrt{\frac{9\eta_{eff}\, v_0}{2g\,\rho_{eff}}} \tag{G.13}$$

und für die effektive Tröpfchenmasse

$$m_{eff} = \frac{4\pi}{3} \rho_{eff} a^3 = \frac{4\pi}{3} \rho_{eff} \left(\frac{9\eta_{eff}\, v_0}{2g\,\rho_{eff}}\right)^{3/2}. \tag{G.14}$$

Die Ladung des Tröpfchens ergibt sich dann aus (G.9), wobei wieder die Effektivwerte für Masse und Viskosität eingesetzt werden:

$$q = (-m_{\text{eff}}\, g + 6\pi\eta_{\text{eff}}\, a\, v)/E. \tag{G.15}$$

Um zu sehen, wie man diese Rechnungen numerisch auswertet, betrachten wir das Öltröpfchen Nummer 16 in Millikans Arbeit von 1911. Dieses Tröpfchen fiel bei abgeschaltetem elektrischen Feld mit einer mittleren Endgeschwindigkeit von $5{,}449 \times 10^{-4}$ m/sek. Nimmt man für die effektive Dichte (G.10) des Öls den Wert $0{,}9187 \times 10^3$ kg/m^3, für die unkorrigierte Luftviskosität $\eta = 1{,}825 \times 10^{-5}$ Nsek/m^2 und für die mittlere freie Weglänge l der Luftmoleküle $9{,}6 \times 10^{-8}$ m an, so beträgt die effektive Viskosität (G.12)

$$\eta_{\text{eff}} = \frac{1{,}825 \times 10^{-5}}{\left[1 + 0{,}874 \times 9{,}6 \times 10^{-8} \times \sqrt{\dfrac{2 \times 9{,}806 \times 0{,}9187 \times 10^3}{9 \times 1{,}825 \times 10^{-5} \times 5{,}449 \times 10^{-4}}}\right]}$$
$$= 1{,}759 \times 10^{-5}\ \text{Newton sek/m}^2.$$

Der Tröpfchenradius kann nun aus Gleichung (G.13) berechnet werden:

$$a = \sqrt{\frac{9 \times 1{,}759 \times 10^{-5} \times 5{,}449 \times 10^{-4}}{2 \times 9{,}806 \times 0{,}9187 \times 10^3}} = 2{,}188 \times 10^{-6}\ \text{Meter}.$$

Millikan gab einen Wert von $2{,}188 \times 10^{-6}$ m an. Die effektive Masse des Tröpfchens ist durch Gleichung (G.14) gegeben:

$$m_{\text{eff}} = \frac{4\pi}{3} \times 0{,}9187 \times 10^3 \times (2{,}188 \times 10^{-6})^3 = 4{,}03 \times 10^{-14}\ \text{kg}.$$

In einem elektrischen Feld $E = 3{,}178 \times 10^5$ V/m erreichte das Tröpfchen bei seinem ersten Aufstieg eine Geschwindigkeit von $v = -5{,}746 \times 10^{-4}$ m/sek; das Minuszeichen taucht hier nur deshalb auf, weil wir v als die Geschwindigkeitskomponente in Abwärtsrichtung eingeführt haben, der Tropfen sich aber in entgegengesetzte Richtung bewegt. Das bedingt, daß die viskosen Kräfte hier diesselbe Richtung haben wie die Schwerkraft. Gleichung (G.15) liefert schließlich für die elektrische Ladung des aufsteigenden Tröpfchens den Wert

$$q = [-(4.03 \times 10^{-14} \times 9{,}806) - (6\pi \times 1{,}759 \times 10^{-5}$$
$$\times 2{,}188 \times 10^{-6} \times 5{,}746 \times 10^{-4})]/3{,}178 \times 10^5 = -2{,}555 \times 10^{-18}\ \text{C}.$$

Das sagt noch nichts über die Ladung des Elektrons, solange wir nicht wissen, wieviele Überschußelektronen das Tröpfchen mit sich trägt. Millikan löste dieses Problem, indem er das elektrische Feld mehrmals ein- und ausschaltete und für jeden Aufstieg im eingeschalteten Feld die elektrische Ladung des Tröpfchens bestimmte. Dabei stellte sich heraus, daß sich die Ladung zwischen aufeinanderfolgenden Aufstiegen stets annähernd um ein ganzzahliges Vielfaches ein und derselben Ladungseinheit erhöhte oder erniedrigte. Aus all dem zog Millikan 1911 den Schluß, daß das Elektron eine negative Elementarladung trägt, die den Wert $-e = -1{,}592 \pm 0{,}003) \times 10^{-19}$ Coulomb hat. Insbesondere erhielt er für die Anzahl der Elektronenladungen, die das Tröpfchen 16 bei seinem ersten Aufstieg mit sich führte:

$$\frac{-2{,}555 \times 10^{-18}}{-1{,}592 \times 10^{-19}} = 16{,}05.$$

Dieses Tröpfchen mußte also 16 Elektronenladungen bei seinem ersten Aufstieg transportiert haben. Die winzige Abweichung von (0,05/16 = 0,3 Prozent) läßt sich leicht auf kleine zufällige Meßfehler zurückführen.

Der größte systematische Fehler in Millikans Experiment beruhte nicht auf Ungenauigkeiten seiner eigenen Messung, sondern auf einem fehlerhaften Wert für die Luftviskosität. Für die Temperatur von 23 Grad Celsius, bei der Millikan seinen Versuch durchführte, ist $\eta = 1{,}844 \times 10^{-5}$ Nsek/m², das liegt um 1 Prozent über Millikans Wert. Wenn man Millikans Werte entsprechend korrigiert, nimmt η_{eff} um fast 1 Prozent zu, der Tröpfchenradius wächst um 0,5 Prozent, und bei der Tröpfchenmasse und allen Ladungsangaben steigen die Werte um 1,5 Prozent. Insbesondere erhält man bei korrektem η aus Millikans Meßdaten von 1911 für die Elektronenladung den Wert $(-1{,}616 \pm 0{,}003) \times 10^{-19}$ Coulomb.

H: Radioaktiver Zerfall

Wir werden nun das Exponentialgesetz für den radioaktiven Zerfall ableiten und zeigen, wie man damit das Alter radioaktiver Elemente abschätzen kann.

Als Halbwertszeit $t_{1/2}$ eines radioaktiven Elementes bezeichnet man die Zeitspanne, in der die Hälfte einer Probe von diesem Element radioaktiv zerfällt. Wenn wir zunächst N_0 Atome eines radioaktiven Elementes haben und sie über eine Zeit t beobachten, so wird sich innerhalb von $t/t_{1/2}$ Halbwertszeiten die Anzahl der Atome $t/t_{1/2}$ mal halbieren. Nach der Beobachtungszeit t bleiben also

$$N = \left(\frac{1}{2}\right)^{t/t_{1/2}} N_0. \qquad \text{(H.1)}$$

unzerfallene Atome übrig.

Zum Beispiel hat das Radium eine Halbwertszeit von 1600 Jahren; das heißt, von dem gesamten Radium, das bei der Erdentstehung vor $4{,}5 \times 10^9$ Jahren vorhanden war, ist heute nur noch ein Bruchteil

$$\left(\frac{1}{2}\right)^{4{,}5 \times 10^9/1{,}6 \times 10^3} \simeq 10^{-850000}$$

übrig. Die Tatsache, daß dieser Bruchteil derart klein ist, läßt vermuten, daß das heute auf der Erde vorhandene Radium aus dem radioaktiven Zerfall anderer, langlebiger Elemente stammen muß.

Um die Zeit zu bestimmen, die für eine vorgegebene Abnahme von Radioaktivität erforderlich ist, müssen wir die Rechnung umkehren. Wir können (H.1) nach t auflösen, wenn wir Logarithmen benutzen. Bezogen auf die Basis 10 ist der Logarithmus irgendeiner Zahl (nicht unbedingt einer ganzen Zahl) ja gerade derjenige Exponent, mit dem man 10 potenzieren muß, um diese Zahl zu erhalten. Beispielsweise ist $10^0 = 1$,

$10^1 = 10$, $10^2 = 100$ und so fort, so daß

$$\log 1 = 0, \quad \log 10 = 1, \quad \log 100 = 2, \ldots$$

ist. Entsprechendes gilt für die Logarithmen von $10^{-1} = 0{,}1$, $10^{-2} = 0{,}01$ und so weiter:

$$\log 0{,}1 = -1, \quad \log 0{,}01 = -2, \ldots$$

Da weiterhin $2 = 10^{0,3010}$ oder $3 = 10^{0.4771}$ ist, entspricht

$$\log 2 = 0{,}3010, \quad \log 3 = 0{,}4771, \ldots$$

Allgemein gilt: Falls $\log x = a$ und $\log y = b$, ist $x = 10^a$ und $y = 10^b$ ist. Also ist $xy = 10^a \times 10^b = 10^{a+b}$ und folglich

$$\log(xy) = \log x + \log y. \tag{H.2}$$

Entsprechend ergibt sich für die Division:

$$\log(x/y) = \log x - \log y. \tag{H.3}$$

Schließlich gilt für $\log x = a$ und somit $x = 10^a$, daß $x^y = 10^{ay}$ und folglich

$$\log(x^y) = y \log x. \tag{H.4}$$

Um Gleichung (H.1) zu lösen, brauchen wir nur auf beiden Seiten durch N_0 zu dividieren und den Logarithmus anzuwenden. Dann ergibt sich

$$\log(N/N_0) = (t/t_{1/2}) \times \log\left(\frac{1}{2}\right) = -0{,}3010 \times (t/t_{1/2}). \tag{H.5}$$

Man kann ebensogut die Anzahl von Halbwertszeiten bestimmen, nach denen die Radioaktivität eines Präparates auf 1 Prozent ihrer Anfangsintensität abgefallen ist:

$$t/t_{1/2} = \frac{\log(0{,}01)}{-0{,}3010} = \frac{-2}{-0{,}3010} = 6{,}64.$$

Schließlich können wir das Alter einer radioaktiven Probe anhand der theoretischen Zerfallskurve bestimmen, auch wenn nur das Verhältnis von verschiedenen Anfangshäufigkeiten bekannt ist. Nehmen wir an, es gäbe zwei verschiedene Isotope eines Elementes, die ursprünglich (etwa nach der Entstehung in Sternen) im Verhältnis $N_{1_0}/N_{2_0} = r_0$ vorhanden waren und nun im Verhältnis $N_1/N_2 = r$ beobachtet werden. Wenn wir Gleichung (H.1) auf beide Isotope anwenden, haben wir

$$\left.\begin{aligned} N_1 &= \left(\frac{1}{2}\right)^{t/t_1} N_{1_0}, \\ N_2 &= \left(\frac{1}{2}\right)^{t/t_2} N_{2_0}, \end{aligned}\right\}$$

wobei t_1 und t_2 die Halbwertszeiten der Isotope 1 und 2 sind. Das Verhältnis dieser beiden Gleichungen ergibt

$$r = \left(\frac{1}{2}\right)^{t/t_1 - t/t_2} r_0.$$

Der Logarithmus davon liefert

$$\log r - \log r_0 = \left(\frac{t}{t_1} - \frac{t}{t_2}\right) \log \frac{1}{2}$$

oder, nach t aufgelöst,

$$t = \frac{\log r - \log r_0}{\left(\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2}\right) \log \frac{1}{2}}. \tag{H.6}$$

^{235}U und ^{238}U haben zum Beispiel Halbwertszeiten von $0{,}714 \times 10^9$ Jahren und $4{,}501 \times 10^9$ Jahren. Ihre Häufigkeiten standen vermutlich anfangs im Verhältnis

$$r_0 \equiv (^{235}U/^{238}U)_{\text{anfangs}} \simeq 1{,}65.$$

Heute beobachtet man ein Häufigkeitsverhältnis von

$$r \equiv (^{235}U/^{238}U)_{\text{jetzt}} = 0{,}00723.$$

Gleichung (H.6) liefert dann für das Alter des Urans den Wert

$$t_U = \frac{\log(0{,}00723) - \log(1{,}65)}{\left(\frac{1}{0{,}714 \times 10^9} - \frac{1}{4{,}501 \times 10^9}\right) \times \log \frac{1}{2}},$$

wobei man aus den Werten der Logarithmen

$$\begin{aligned} \log(0{,}00723) &= -2{,}1409, \\ \log(1{,}65) &= 0{,}2175, \\ \log(1/2) &= -0{,}3010, \end{aligned}$$

schließlich ein Uranalter von $6{,}65 \times 10^9$ Jahren erhält. Das besagt auch, daß das Universum mindestens dieses Alter hat.

Wenn wir die Halbwertszeit eines Elementes kennen, können wir ausrechnen, wieviele Atome pro Zeiteinheit radioaktiv zerfallen – diese Zahl entspricht der sogenannten Zerfallsrate. Nehmen wir an, es waren zunächst N_0 Atome eines radioaktiven Elementes

vorhanden, und nach einem sehr kurzen Zeitintervall t sind noch N Atome übrig geblieben; dann sind $N_0 - N$ Atome zerfallen, und die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall irgendeines Atoms beträgt $(N_0 - N)/N_0$. Aus Gleichung (H.1) erhalten wir für die

$$\text{Zerfallswahrscheinlichkeit für ein kurzes Zeitintervall } t = \frac{N_0 - N}{N_0} = 1 - \left(\frac{1}{2}\right)^{t/t_{1/2}}. \quad \text{(H.7)}$$

Um den Ausdruck auf der rechten Seite auszurechnen, benutzen wir eine allgemeine Formel für kleine Potenzen beliebiger Zahlen

$$a^{\varepsilon} \simeq 1 + \varepsilon(\log a)/M, \quad \text{(H.8)}$$

wobei M einer reinen Zahl entspricht, nämlich 0,4343 . . .; Gleichung (H.8) ist eine gute Näherung für hinreichend kleine Werte von ε, so daß Terme proportional zu ε^2 vernachlässigbar sind. Wenden wir diese Formel auf (H.7) an, mit $a = 1/2$ und $\varepsilon = t/t_{1/2}$, dann ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Atom innerhalb eines Zeitintervalls t zerfällt, das nur einen kleinen Bruchteil von $t_{1/2}$ ausmacht, zu

$$\text{Zerfallswahrscheinlichkeit für ein kurzes Zeitintervall } t \simeq -\left(\frac{t}{t_{1/2}}\right)\left(\log\frac{1}{2}\right)\Big/M = \left(\frac{0{,}3010}{0{,}4343}\right)\left(\frac{t}{t_{1/2}}\right) = 0{,}6931\left(\frac{t}{t_{1/2}}\right). \quad \text{(H.9)}$$

Beispielsweise wird ein Radiumatom mit der Halbwertszeit $t_{1/2} = 1600$ Jahren innerhalb von zehn Jahren mit einer Wahrscheinlichkeit von

$$0{,}6931 \times \frac{10}{1600} = 0{,}43 \text{ Prozent}$$

zerfallen. Um Gleichung (H.8) an einem Beispiel zu testen und um zu sehen, wie M berechnet wird, wollen wir die rechte Seite mit $1/\varepsilon$ potenzieren und das Ergebnis mit Hilfe einer neuen Variablen δ vereinfachen:

$$[1 + \varepsilon(\log a)/M]^{1/\varepsilon} = [(1+\delta)^{1/\delta}]^{(\log a)/M},$$

mit $\delta = \varepsilon(\log a)/M$. Für sehr kleines ε ist auch δ sehr klein, und die Größe $(1 + \delta)^{1/\delta}$ erreicht als Grenzwert die sogenannte Eulersche Zahl e (nicht zu verwechseln mit der Elektronenladung). Setzen wir zum Beispiel $\delta = 0{,}01$ oder 0,0001 oder 0,000001, so können wir ausrechnen, daß

$$(1{,}01)^{100} = 2{,}704814,$$
$$(1{,}0001)^{10\,000} = 2{,}718146,$$
$$(1{,}000001)^{1\,000\,000} = 2{,}718282.$$

Diese Zahlen tendieren alle gegen einen gemeinsamen Wert, was illustrieren mag, daß für kleines δ der Ausdruck $(1 + \delta)^{1/\delta}$ gegen einen Grenzwert nahe bei 2,71828 strebt. Ein exakter mathematischer Beweis liefert als Grenzwert (oder Limes) für die Eulersche Zahl:

$$e \equiv \text{Grenzwert}_{\text{für } \delta \to 0} \text{ von } (1+\delta)^{1/\delta} = 2{,}718281285.$$

Setzen wir also $(1 + \delta)^{1/\delta}$ in unserer Formel gleich e, so ergibt sich

$$[1 + \varepsilon(\log a)/M]^{1/\varepsilon} \simeq e^{(\log a)/M} \simeq 10^{(\log e)(\log a)/M}.$$

Deshalb nehmen wir

$$M = \log e = 0{,}4342944819,$$

so daß

$$[1 + \varepsilon(\log a)/M]^{1/\varepsilon} \simeq 10^{\log a} = a.$$

Nehmen wir das Ganze noch hoch ε, so erhalten wir Gleichung (H.8), was diese Formel und den für M angegebenen Wert bestätigt.

Die Größe $t_{1/2}/0{,}6931$ in (H.9) hat eine spezielle Bedeutung: als *mittlere Lebensdauer* t_L der Atome eines radioaktiven Elementes. Um das einzusehen, betrachten wir ein einzelnes Atom einer bestimmten radioaktiven Substanz und nehmen an, daß dieses Atom, sobald es radioaktiv zerfallen ist, sofort durch ein anderes Atom ersetzt wird. Wenn wir nun lange genug warten – das heißt für eine Zeit T, die verglichen mit der Halbwertszeit sehr groß ist –, so muß die Anzahl von Zerfällen, die wir beobachten, mal der mittleren Lebensdauer t_L zwischen den Zerfällen gleich T sein, also

$$\text{Anzahl der Zerfälle} = T/t_L.$$

Da wir stets ein einzelnes Atom beobachten, das nach dem Zerfall ersetzt wird, gibt es eine gleichbleibende Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall in irgendeinem kurzen Zeitintervall t; sie ist gleich der Anzahl von Zerfällen mal dem Bruchteil t/T des Gesamtzeitintervalls:

$$\begin{matrix}\text{Zerfallswahrscheinlichkeit} \\ \text{für ein kurzes Zeitintervall } t\end{matrix} = \frac{T}{t_L} \times \frac{t}{T} = \frac{t}{t_L}.$$

Der Vergleich mit Gleichung (H.9) zeigt, daß die beiden Formeln nur dann im Einklang stehen, wenn die mittlere Lebensdauer eines Atoms

$$t_L = t_{1/2}/0{,}6931 = 1{,}4427\, t_{1/2} \tag{H.10}$$

beträgt. Zum Beispiel entspricht die mittlere Lebensdauer von Radiumatomen nicht der Halbwertszeit von 1600 Jahren, sondern $1600 \times 1{,}4427 \simeq 2330$ Jahren.

Die Gesetze des radioaktiven Zerfalls lassen sich ausnutzen, um die Atommasse m eines radioaktiven Elementes abzuschätzen. Angenommen, wir kennen die Halbwertszeit eines gewissen radioaktiven Elementes und wissen beispielsweise, daß die Radioaktivität einer Radiumprobe nach zehn Jahren auf 99,568 Prozent des ursprünglichen Wertes abgefallen ist. Mit (H.5) finden wir dann für die Halbwertszeit

$$t_{1/2} = \frac{-0{,}3010 \times 10 \text{ Jahre}}{\log(0{,}99568)} = 1600 \text{ Jahre}.$$

Nehmen wir weiterhin an, wir hätten eine Probe bekannter Masse m von diesem radioaktiven Element vorliegen, und diese Probe sei so klein, daß wir einzelne radioaktive Zerfälle zählen können, etwa indem wir die Lichtblitze registrieren, die Alphateilchen des Radiums auf einem Zinksulfidschirm erzeugen. Die Anzahl der Zerfälle, die man innerhalb eines kurzen Zeitraumes t beobachtet, sollte dann gleich dem Produkt aus der Wahrscheinlichkeit (H.9) für den Zerfall einzelner Atome und der Anzahl $m/\mu m_1$ von Atomen in der Probe sein:

$$\text{Anzahl der Zerfälle} = 0{,}693 \left(\frac{t}{t_{1/2}}\right) \times \frac{m}{\mu m_1}. \tag{H.11}$$

(Hier ist μ das Atomgewicht und m_1 die Masse, die der atomaren Masseneinheit ent-

spricht; somit ist μm_1 das Gewicht eines Atoms.) Mit dieser Formel können wir aus der Zerfallsrate – der Anzahl der Zerfälle pro Zeiteinheit – und den bekannten Werten für m, μ und $t_{1/2}$ also die Atommasse m_1 oder die Avogadrosche Zahl $N_0 = 1/m_1$ bestimmen.

I: Potentielle Energie im Atom

Hier wollen wir eine Formel für die potentielle Energie eines geladenen Teilchens entwickeln, das sich in einem bestimmten Abstand von einem Atomkern befindet. Anhand dieser Formel soll anschließend berechnet werden, wie nahe ein Alphateilchen mit einer vorgegebenen Geschwindigkeit zu einem Kern vordringen kann.

Betrachten wir ein Teilchen mit der elektrischen Ladung q, das sich im Abstand r von einem Kern der Ladung q' aufhält. Die potentielle Energie dieses Teilchens bezeichnen wir mit $V(r)$, um hervorzuheben, daß sie von r abhängt. Um $V(r)$ zu bestimmen, stellen wir uns vor, das Teilchen werde durch das elektrische Feld des Kerns von r nach r' verschoben, wobei r' sehr nahe bei r liegt. Bei dieser winzigen Verschiebung bleibt die Kraft nahezu konstant, hat also praktisch den Wert, den man für r aus dem Coulomb-Gesetz erhält:

$$F \simeq \frac{k_e q q'}{r^2}.$$

Um das Teilchen über eine Strecke $r' - r$ zu verschieben, muß das Feld die Arbeit $F \times (r' - r)$ aufbringen. Das aber ist definitionsgemäß gleich der Zunahme an potentieller Energie, also

$$V(r) - V(r') \simeq F \times (r' - r),$$

oder anders ausgedrückt:

$$\frac{V(r') - V(r)}{r' - r} \simeq -F = \frac{-k_e q q'}{r^2} \qquad (I.1)$$

– sofern r' sehr nahe bei r liegt. Auch wenn wir in (I.1) „ungefähr gleich" ($\simeq$) geschrieben haben, handelt es sich um eine exakte Aussage über das Verhalten von $V(r') - V(r)$ bei

verschwindend kleinerem Abstand zwischen r' und r. In diesem Grenzfall muß das Verhältnis zwischen Zähler und Nenner auf der linken Seite von (I.1) gegen einen endlichen Grenzwert streben, eben $-F$, auch wenn sich Zähler und Nenner getrennt an Null annähern. Der Grenzwert von $(V(r') - V(r))/(r' - r)$ wird in der Differentialrechnung als *Ableitung* von $V(r)$ bezeichnet.

Die Bedingung (I.1) sagt, wie sich $V(r)$ mit r ändert; sie sagt nichts über den Wert von $V(r)$ im Abstand r. Haben wir jedoch irgendein $V(r)$ gefunden, das die Gleichung (I.1) erfüllt, so können wir weitere Lösungen von (I.1) finden, indem wir eine Konstante zu $V(r)$ addieren. Um $V(r)$ festzulegen, können wir uns einer allgemein üblichen Konvention bedienen und die potentielle Energie in sehr großen Abständen vom Kern Null setzen:

$$V(r) \rightarrow 0 \text{ für sehr große } r. \tag{I.2}$$

Diese beiden Bedingungen genügen, um $V(r)$ zu bestimmen.

Da Arbeit gleich Kraft mal Weg und die Kraft zu $1/r^2$ proportional ist, wollen wir versuchsweise annehmen, V sei proportional zu $1/r$:

$$V(r) = A/r.$$

Für diesen Ansatz ergibt (I.1):

$$V(r') - V(r) = A\left(\frac{1}{r'} - \frac{1}{r}\right) = A(r - r')/rr',$$

also

$$\frac{V(r') - V(r)}{r' - r} = -A/rr'.$$

Wenn im Grenzfall r' gegen r strebt, nimmt die rechte Seite den Wert $-A/r^2$ an – Gleichung (I.1) ist also tatsächlich erfüllt, sofern man A gleich $k_e qq'$ setzt. Offensichtlich ist auch (I.2) für $V(r)$ erfüllt, da $1/r$ für große r gegen Null strebt. Unsere Lösung ist also:

$$V(r) = \frac{k_e q q'}{r}. \tag{I.3}$$

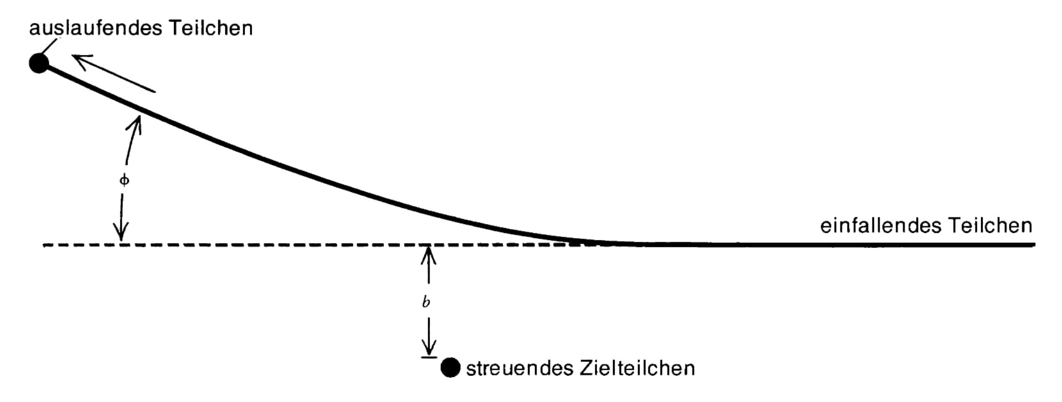
Man sollte sich vor Augen halten, daß (I.3) die Bedingung (I.1) nur im Sinne der Grenzwertnäherung erfüllt, dabei aber umso genauer wird, je näher r' bei r liegt. Nach dem Grenzübergang ist (I.3) also wirklich eine exakte Lösung unseres Problems. Diese Art der Rechnung – die Infinitesimalrechnung – ist typisch für solche Probleme, und dafür wurde die Differentialrechnung auch erfunden. Unsere Rechnung für das Potential $V(r)$ ist ein elementares Beispiel für die Methoden der Differentialrechnung.

Betrachten wir nun ein Alphateilchen mit der Ladung $q = 2e$, das aus dem Unendlichen kommend – mit der Energie E_∞ – auf einen Kern mit der Ladung $q' = Ze$ zufliegt und im Abstand r mit der Geschwindigkeit v eintrifft. Aufgrund der Energieerhaltung muß die Anfangsenergie E_∞ des Alphateilchens gleich der Summe aus seiner potentiellen Energie $V(r)$ und seiner kinetischen Energie $(1/2)\, mv^2$ sein:

$$E_\infty = \frac{2k_e Z e^2}{r} + \frac{1}{2} m v^2. \tag{I.4}$$

Wenn das Alphateilchen geradlinig auf den Kern zufliegt, wird es in einem Abstand $r_{\min}$ zur Ruhe kommen, der sich aus der Gleichung (I.4) für $v = 0$ ergibt:

$$r_{\min} = \frac{2k_e Z e^2}{E_\infty}. \tag{I.5}$$



Diese schematische Darstellung der Streuung eines Teilchens an einem Atomkern verdeutlicht, wie der Stoßparameter (*b*) und der Streuwinkel (Φ) definiert sind.

Ein Alphateilchen, das durch eine Spannungsdifferenz von 10^8 Volt beschleunigt wurde, hat (wegen seiner Ladung $2e$) eine Energie von $E_\infty = 2 \times 10^8$ Elektronenvolt, oder

$$2 \times 10^8 \times 1{,}6 \times 10^{-19} = 3{,}2 \times 10^{-11}\ \mathrm{J}.$$

Nach Gleichung (I.5) nähert sich das Alphateilchen dem Kern dann bis auf einen Abstand

$$r_{\min} = \frac{2 \times 8{,}987 \times 10^9 \times Z \times (1{,}6 \times 10^{-19})^2}{3{,}2 \times 10^{-11}} = 1{,}4 \times 10^{-17} Z \text{ Meter}.$$

Für Goldkerne mit Z gleich 79 kommt das Alphateilchen also bis auf einen Abstand von 10^{-15} Metern an den Kernmittelpunkt heran, nahe genug, um in den Kern zu gelangen.

J: Rutherford-Streuung

Hier werden wir die Formel beschreiben, die Rutherford für die Streuung eines Alphateilchens an einem Atomkern ableitete, und zeigen, wie man mit ihr die Existenz des Kerns beweisen und seine Ladung bestimmen kann.

Betrachten wir ein Alphateilchen, das auf ein Atom zuschießt und im Abstand b am Kern vorbeifliegen würde, wäre da nicht die elektrische Ablenkung. Diesen Abstand, auf den ein Alphateilchen an den Kern herankäme, falls die Kräfte zwischen ihm und dem Kern auf wunderbare Weise ausgeschaltet werden könnten, nennt man *Stoßparameter* (siehe Abbildung). Wenn wir den Stoßparameter vorgeben, können wir den Winkel zwischen der ursprünglichen Bewegungsrichtung und der Endrichtung des Alphateilchens anhand des Newtonschen Kraftgesetzes berechnen – dieser Ablenkwinkel heißt Streuwinkel und wird im folgenden mit Φ bezeichnet.

Wir können hier nicht in die Details dieser Rechnung einsteigen, aber auch mit einer einfacheren Dimensionsbetrachtung kommt man ein gutes Stück voran, um das Endergebnis plausibel zu machen. Dimensionsbetrachtungen gehen von der Überlegung aus,

daß eine gesuchte Größe nicht von den Maßeinheiten abhängen kann, die man für andere Größen wählt, von denen die gesuchte Größe abhängt. Die Rutherford-Streuung ist ein reizvolles Beispiel für die Leistungsfähigkeit, aber auch die Grenzen dieser Methode.

Zunächst müssen wir uns überlegen, von welchen Eingangsparametern der Streuwinkel Φ abhängen könnte. Sicher vom Stoßparameter b und von der Anfangsgeschwindigkeit v des Alphateilchens. Außerdem können wir aus dem Newtonschen Kraftgesetz und dem Coulomb-Gesetz ableiten, wie hoch die Beschleunigung ist, die das Alphateilchen im Abstand r vom Kernmittelpunkt erfährt:

$$a = \frac{F}{m_\alpha} = \frac{k_e (2e)\,(Ze)}{m_\alpha r^2}. \qquad \text{(J.1)}$$

Wir erinnern uns: Die Alphateilchenladung beträgt $2e$, wobei e für die Elementarladung oder $-e$ für die Elektronenladung steht; die Kernladung ist hier durch Ze ausgedrückt; m_α bezeichnet die Masse des Alphateilchens und k_e die elektrische Konstante, die im Coulomb-Gesetz auftritt. Daher wird der Streuwinkel von k_e, Z, e und m_α abhängen, und zwar in einer ganz bestimmten Parameterkombination•

$$2k_e Z e^2/m_\alpha. \qquad \text{(J.2)}$$

Damit sind b, v und der Ausdruck (J.2) die einzigen Eingangsparameter, von denen der Streuwinkel Φ abhängen kann.

Da Φ in Grad oder Radian angegeben wird, muß sein Wert unabhängig vom Maßsystem für Abstände, Zeiten, Massen oder Ladungen sein. Wir brauchen keinerlei Rechnung durchzuführen, um zu wissen, daß Formeln wie $\Phi = 1/b$ oder $\Phi = 1/v$ oder $\Phi = 1/bv$ von vornherein ausscheiden, denn die Größen auf den rechten Seiten hängen von Längen und Zeiten ab. Für Φ gleich $1/b$ zum Beispiel müßte der Streuwinkel auf das 100fache anwachsen, wenn man b statt in Metern in Zentimetern mißt – zweifellos ein Unding. Somit stellt sich die Aufgabe, b, v und (J.2) zu einer dimensionslosen Kombination zusammenzufügen, also zu einer Kombination, die nicht von den Einheiten für Abstände, Zeiten und so fort abhängt.

(J.2) hat die Dimension Beschleunigung mal Abstandsquadrat, wie man direkt aus Gleichung (J.1) ablesen kann. (Man bringe einfach r^2 auf die linke Seite der Gleichung.) Da die Beschleunigung einem Abstand pro Zeitquadrat (wie etwa 9,8 m/sek^2) entspricht, können wir (J.2) die folgenden Einheiten zuordnen:

$$2k_e Z e^2/m_\alpha \sim (\text{Weg})^3/(\text{Zeit})^2. \qquad \text{(J.3)}$$

Nun gehört die Zeit selbst nicht zu unseren Eingangsparametern, aber sie steckt natürlich implizit in der Geschwindigkeit:

$$v \sim \text{Weg}/\text{Zeit}. \qquad \text{(J.4)}$$

Um aus (J.2) einen zeitunabhängigen Ausdruck zu machen, müssen wir also durch v^2 teilen. Das ergibt eine Größe:

$$2Z k_e e^2/m_\alpha v^2 \sim \text{Weg}. \qquad \text{(J.5)}$$

Schließlich können wir auch die Dimension für die Länge wegbekommen, indem wir (J.5) durch einen Abstand teilen – und zwar den einzigen Abstand, der bei unseren Eingangsgrößen vorkommt: den Stoßparameter b. Wir erhalten dann als Ergebnis den dimensionslosen Ausdruck

• Der Abstand r zwischen dem Alphateilchen und dem Kern ist in dieser Kombination nicht enthalten, weil er nicht zu den Eingangsparametern gehört, von denen Φ abhängen könnte; er ist vielmehr eine dynamische Variable, die sich während des Stoßes ändert – gemäß dem Newtonschen Kraftgesetz.

$$2Zk_e e^2/m_\alpha v^2 b. \tag{J.6}$$

Daraus ziehen wir den Schluß, daß der Streuwinkel Φ nur von dieser einen Kombination von Eingangsparametern abhängen kann. Dann können wir diese Beziehung umkehren und sagen, daß die Kombination (J.6) mit einer Größe $f(\Phi)$ gleichzusetzen ist, die nur von dem Streuwinkel abhängt:

$$2Zk_e e^2/m_\alpha v^2 b = f(\phi). \tag{J.7}$$

Der Stoßparameter $b(\Phi)$ läßt sich dann beim vorgegebenen Streuwinkel Φ wie folgt ausdrücken:

$$b(\phi) = 2Zk_e e^2/m_\alpha v^2 f(\phi). \tag{J.8}$$

Die Dimensionsbetrachtung sagt zwar noch nichts über die Natur der Größe $f(\Phi)$, aber (J.8) sagt bereits sehr viel über die Rutherford-Streuung. Wenn wir zum Beispiel an der Streuung um einen festen Winkel Φ, sagen wir 90 Grad, interessiert sind, dann wissen wir schon jetzt, daß sich der Stoßparameter b verdoppelt, wenn wir die Kernladung Ze verdoppeln, und daß er auf ein Viertel zurückgeht, wenn sich die Geschwindigkeit v der Alphateilchen verdoppelt. Das ist schon eine ganze Menge für so wenig Rechenaufwand!

Rutherford berechnete die Bahnen der an einem Kern gestreuten Alphateilchen anhand der Newtonschen Mechanik und erhielt für den Stoßparameter b und den Streuwinkel Φ schließlich folgende Formel:

$$b(\phi) = \frac{2Zk_e e^2}{m_\alpha v^2 \tan(\phi/2)}. \tag{J.9}$$

Diese Gleichung hat genau die geforderte allgemeine Form (J.8), mit:

$$f(\phi) = \tan(\phi/2).$$

Hier bezeichnet „tan" eine trigonometrische Winkelfunktion, den Tangens, dessen Definition man sich an einem rechtwinkligen Dreieck verdeutlichen kann. Die drei Winkel des Dreiecks seien 90°, Θ und 90°−Θ; dann ist tanΘ das Verhältnis der beiden Dreiecksseiten, die dem Winkel Θ beziehungsweise 90°−Θ gegenüberliegen. Bei einem rechtwinkligen Dreieck, dessen spitze Winkel beide 45 Grad betragen, sind diese Seiten gleich, so daß ihr Verhältnis 1 ist, also tan (45°) = 1. In Rutherfords Formel (J.9) erscheint dieser Wert bei einem Streuwinkel von Φ = 90 Grad. Das heißt,

$$b(90°) = \frac{2Zk_e e^2}{m_\alpha v^2}.$$

Dies ist gerade die Hälfte des Abstandes in Gleichung (J.5), auf den ein Alphateilchen an den Kern herankommt, wenn es geradlinig auf den Kernmittelpunkt zufliegt.

Allgemein betrachtet scheint die Abhängigkeit zwischen Stoßparameter und Streuwinkel in Gleichung (J.9) plausibel. Betrachten wir nochmals ein rechtwinkliges Dreieck. Wenn wir den Winkel Θ von 0° auf 90° erhöhen, wächst die Θ gegenüberliegende Dreieckseite stetig an, während die Seite gegenüber von 90°−Θ kleiner wird. Dadurch nimmt tan Θ stetig zu, von Null bei Θ = 0° bis Unendlich bei Θ = 90°. Folglich wird b für Φ = 0° unendlich groß, das heißt, ohne Ablenkung kommt das Alphateilchen nur dann davon, wenn es den Kern völlig verfehlt. Mit anwachsendem Streuwinkel Φ nimmt b ab, denn die Ablenkung ist umso größer, je näher die Stoßpartner aneinander herankommen. Für Φ = 180° verschwindet b, weil das Alphateilchen den Kern treffen muß, um zurückzuprallen.

Nun geht es uns nicht in erster Linie darum, den Stoßparameter für einen vorgegebenen

Streuwinkel zu berechnen (oder umgekehrt), sondern wir wollen etwas über die Verteilung der Streuwinkel wissen, die sich ergibt, wenn Alphateilchen mit zufälligen Stoßparametern auf eine dünne Folie geschossen werden. Damit ein Alphateilchen eine Ablenkung erfährt, die größer ist als ein vorgegebener Winkel Φ, muß es entsprechend nahe an einen Atomkern in der Folie herangekommen sein, also einen Stoßparameter haben, der kleiner ist als $b(\Phi)$. Wir können uns daher $b(\Phi)$ als den Radius eines kleinen (fiktiven) Scheibchens vorstellen, welches senkrecht zum Strahl der einlaufenden Alphateilchen orientiert ist. Ein Alphateilchen wird um einen Winkel größer als Φ abgelenkt, wenn es einer Bahn folgt, auf der es eines dieser Scheibchen erreichen müßte, sofern es nicht abgelenkt würde. Jedes Scheibchen hat einen wirksamen Flächeninhalt von π mal dem Scheibchenradius zum Quadrat, also

$$\sigma = \pi b(\phi)^2. \quad \text{(J.10)}$$

Diese Größe heißt Wirkungsquerschnitt oder Streuquerschnitt für eine Ablenkung um mindestens Φ. Um die Verteilung der Ablenkwinkel herauszufinden, müssen wir berechnen, welchen Bruchteil der Folienfläche die zugehörigen Scheibchen überdecken. Die Masse M der Folie ist gleich der Masse m eines einzelnen Atoms mal der Anzahl N der Atome innerhalb der Folie. Somit ist

$$N = M/m. \quad \text{(J.11)}$$

Nun entspricht die Folienmasse dem Produkt aus ihrer Dichte ϱ (Masse durch Volumen) und ihrem Volumen, wobei das Volumen wiederum durch das Produkt aus der Oberfläche S und der Dicke l der Folie gegeben ist. Also ergibt sich

$$M = \rho S l. \quad \text{(J.12)}$$

Schließlich läßt sich die Masse eines einzelnen Atoms schreiben als

$$m = A/N_0, \quad \text{(J.13)}$$

wobei A das Atomgewicht und N_0 die Avogadrosche Zahl bezeichnet, die so definiert ist, daß $1/N_0$ die Masse für das Atomgewicht 1 ergibt ($1/N_0 = 1{,}67 \times 10^{-27}$ kg). Setzen wir (J.12) und (J.13) in (J.11) ein, so erhalten wir für die Anzahl der Atome in der Folie:

$$N = \rho S l N_0/A. \quad \text{(J.14)}$$

Daraus läßt sich die Wahrscheinlichkeit $P(\Phi)$ für eine Streuung um Winkel über Φ bestimmen – als denjenigen Bruchteil der gesamten Folienfläche S, den die fiktiven Scheibchen um die Folienatome überdecken. Wenn man jedem einzelnen Scheibchen den Flächeninhalt $\sigma(\Phi)$ zuordnet, ist die Streuwahrscheinlichkeit gegeben als

$$P(\phi) = N\sigma(\phi)/S, \quad \text{(J.15)}$$

vorausgesetzt, die Scheibchen überlappen sich nicht oder zumindest kaum. Setzen wir N nach Gleichung (J.14) ein, so fällt die Folienfläche S heraus:

$$P(\phi) = \rho l N_0 \sigma(\phi)/A. \quad \text{(J.16)}$$

Dies ist eine allgemeine Formel, die auf jeden Streuprozeß anwendbar ist. Beispielsweise liegt der Wirkungsquerschnitt δ(σ) bei einigen (wenn auch nicht allen) Kernreaktionen für die Streuung um einen beliebigen Winkel in der Größenordnung der geometrischen Querschnittsfläche des Kerns, bei Goldkernen also etwa 2×10^{-28} m^2. Da Gold eine Dichte von etwa 2×10^4 kg/m^3 und das Atomgewicht 197 hat, ergibt (J.16) für die Streuwahrscheinlichkeit in einer Goldfolie

$$(2 \times 10^4\,\mathrm{kg/m^3}) \times l \times (6 \times 10^{26}/\mathrm{kg}) \times (2 \times 10^{-28}\,\mathrm{m^2})/197 = 12\,l,$$

wobei l (wie alle hier vorkommenden Längen) in Metern angegeben wird. Für relativ dicke Folien mit $l = 10^{-3}$ m beträgt die Streuwahrscheinlichkeit 1,2 Prozent; bei noch stärkeren Folien geht die Streuwahrscheinlichkeit gegen 1, das heißt die fiktiven Scheibchen beginnen, sich merklich zu überlappen, und unsere Streuformel gilt nicht mehr.

Für Rutherfords Experiment ergibt sich der Streuquerschnitt σ(Φ) aus (J.9) und (J.10) zu

$$\sigma(\phi) = 4\pi Z^2 k_e{}^2 e^4/m_\alpha{}^2 v^4 [\tan(\phi/2)]^2. \quad \text{(J.17)}$$

Hieraus folgt, daß die Wahrscheinlichkeit (J.16) für die Streuung um einen Winkel Φ oder mehr proportional zu $1/[\tan \Phi/2]^2$ ist. Der Nachweis dieser Beziehung bestätigt, daß die Kraft auf das Alphateilchen tatsächlich zum umgekehrten Abstandsquadrat proportional ist. (Wäre die Kernladung nicht auf einen kleinen Bereich konzentriert, sondern über ein großes Volumen „verschmiert", dann würden Streuquerschnitt und -wahrscheinlichkeit schneller verschwinden, sobald sich Φ dem Wert 180° annähert.) Wenn wir (J.17) mit (J.16) kombinieren, sehen wir, daß die Streuwahrscheinlichkeit zu Z^2 proportional ist; das heißt, aus der gemessenen Wahrscheinlichkeit läßt sich die Kernladung bestimmen.

K: Impulserhaltung und Stoßgesetze

Zum Schluß wollen wir das Prinzip der Impulserhaltung beschreiben und auf zentrale Stöße zwischen Teilchen anwenden.

In seiner bekannten Form lautet das Newtonsche Kraftgesetz

$$F = ma,$$

Dabei ist F die Kraft, die einem Teilchen der Masse m eine Beschleunigung a erteilt; die Beschleunigung ist definiert als die zeitliche Änderung der Geschwindigkeit; die Masse ist konstant. Somit kann man ma als zeitliche Änderung des Produktes aus Masse mal der Geschwindigkeit v auffassen:

$$F = \text{Änderung von } mv \text{ pro Zeit.} \quad \text{(K.1)}$$

Die Größe mv heißt Impuls des Teilchens. Wie v oder F ist auch der Impuls eine gerichtete Größe, die durch die drei Komponenten in drei senkrecht orientierten Richtungen wie Norden, Osten und Höhe bestimmt wird.

Der Impuls ist eine fundamentale Größe, weil er einen Erhaltungssatz erfüllt. Nehmen wir zum Beispiel an, zwei Teilchen, nennen wir sie A und B, stoßen zusammen. Die Kraft, die B auf A ausübt, ist durch (K.1) gegeben:

$$F_{BA} = \text{Änderung von } m_A v_A \text{ pro Zeit,}$$

und entsprechend übt A auf B die Kraft

$$F_{AB} = \text{Änderung von } m_B v_B \text{ pro Zeit}$$

aus. Nach dem Dritten Newtonschen Gesetz (*actio* = *reactio*) folgt aber, daß

$$F_{BA} = -F_{AB}$$

ist, wobei das Minuszeichen darauf hinweist, daß die Kräfte in entgegengesetzter Richtung wirken. Folglich ist die zeitliche Änderung von $m_A v_A$ gleich −zeitliche Änderung von $m_B v_B$ oder, anders ausgedrückt, die

$$\text{Änderung von } (m_A v_A + m_B v_B) \text{ pro Zeit} = 0. \tag{K.2}$$

Das bedeutet, daß jede Komponente des Gesamtimpulses $m_A v_A + m_B v_B$ der beiden Teilchen erhalten bleibt: Er hat nach dem Stoß den gleichen Wert wie zuvor.

Wir wollen nun diesen Sachverhalt auf einen Zentralstoß anwenden, bei dem die Teilchen auf der gleichen Bahn zurücklaufen, auf der sie gekommen sind. In diesem einfachen Fall brauchen wir uns nur mit den Komponenten des Impulses und der Geschwindigkeit längs dieser Bahn zu beschäftigen. Wir werden die Geschwindigkeiten vor und nach dem Stoß anhand der Indizes 0 und 1 unterscheiden. Dann folgt aus (K.2)

$$m_A v_{A0} + m_B v_{B0} = m_A v_{A1} + m_B v_{B1}. \tag{K.3}$$

Es gibt noch eine weitere Bedingung, die beim Stoß erfüllt sein muß: Die kinetische Energie der Teilchen bleibt ebenso wie der Impuls erhalten (sofern keine Energie in Wärme oder Deformation der Teilchen umgesetzt wird). Der Energieerhaltungssatz für den Stoß lautet:

$$\frac{1}{2} m_A v_{A0}^2 + \frac{1}{2} m_B v_{B0}^2 = \frac{1}{2} m_A v_{A1}^2 + \frac{1}{2} m_B v_{B1}^2. \tag{K.4}$$

Normalerweise sind die Anfangsgeschwindig-

keiten v_{A0} und v_{B0} bekannt und die Endgeschwindigkeiten v_{A1} und v_{B1} gesucht. Da es für diese beiden Unbekannten zwei Bestimmungsgleichungen gibt, lassen sie sich als Lösungen dieser Gleichung berechnen.

Dazu bringen wir zunächst v_{B1} in (K.3) auf eine Seite

$$v_{B1} = R\,(v_{A0} - v_{A1}) + v_{B0} \tag{K.5}$$

und kürzen das Massenverhältnis mit

$$R = m_A/m_B \tag{K.6}$$

ab. Teilen wir (K.4) durch $m_B/2$ und setzen wir für v_{B1} den Ausdruck aus (K.5) ein, so finden wir

$$R\,v_{A0}^{\;2} + v_{B0}^{\;2} = R\,v_{A1}^{\;2} + [R\,(v_{A0} - v_{A1}) + v_{B0}]^2 = R\,v_{A1}^{\;2} + R^2\,(v_{A0}^{\;2} - 2v_{A0}\,v_{A1} + v_{A1}^{\;2}) + 2R\,(v_{A0} - v_{A1})\,v_{B0} + v_{B0}^{\;2}.$$

Die v_{B0}^2-Terme heben sich weg, und Teilen durch R liefert

$$v_{A0}^{\;2} = v_{A1}^{\;2} + R\,(v_{A0}^{\;2} - 2v_{A0}\,v_{A1} + v_{A1}^{\;2}) + 2\,(v_{A0} - v_{A1})\,v_{B0}.$$

Ordnen wir diese Gleichung, indem wir alle Terme zusammenfassen, in denen die Unbekannte v_{A1} in der gleichen Potenz auftritt, so erhalten wir eine quadratische Gleichung:

$$0 = (R+1)\,v_{A1}^{\;2} - 2\,(R\,v_{A0} + v_{B0})\,v_{A1} + (R-1)\,v_{A0}^{\;2} + 2v_{A0}\,v_{B0}. \tag{K.7}$$

Es gibt zwei Lösungen. Eine davon ist trivial, denn man sieht sofort, daß (K.7) für $v_{A1} = v_{A0}$ erfüllt ist. Ich sage deshalb trivial, weil sie einfach die Möglichkeit beschreibt, daß überhaupt nichts passiert – dann bleiben Energie und Impuls natürlich auch erhalten. Wir sind aber an einer Lösung für Endgeschwindigkeiten interessiert, die sich von den

Anfangswerten unterscheiden. Trotzdem hilft selbst eine triviale Lösung einer quadratischen Gleichung weiter, um auch die zweite Lösung zu finden. Da die rechte Seite von (K.7) quadratisch von v_{A1} abhängt und verschwindet, wenn $v_{A1} = v_{A0}$ ist, und weil der Koeffizient des $v_{A1}{}^2$-Termes gleich $R + 1$ ist, muß für die zweite Lösung u eine Gleichung der Form

(K.8)
$$(R+1)\,v^2 - 2(R\,v_{A0} + v_{B0})\,v + (R-1)\,v_{A0}{}^2 + 2v_{A0}v_{B0} = (R+1)\,(v - v_{A0})\,(v - u)$$

erfüllt sein. Die Größe v_{A1} wurde hier durch eine Variable v ersetzt, um hervorzuheben, daß diese Identität für alle Werte von v gültig ist und nicht nur für die Größe v_{A1}, die (K.7) erfüllt. Um u zu finden, brauchen wir nur die beiden Seiten dieser Gleichung gleichzusetzen, und zwar für einen beliebigen Wert von v, sagen wir $v = 0$. Das ergibt

$$(R-1)\,v_{A0}{}^2 + 2v_{A0}v_{B0} = (R+1)\,v_{A0}u.$$

Der Wert v_{A1} von v (ungleich v_{A0}), bei dem (K.8) verschwindet, ist zweifelsfrei gleich u, so daß

$$v_{A1} = u = [(R-1)\,v_{A0} + 2v_{B0}]/(R+1).$$

Wenn wir uns die Definition (K.6) von R in Erinnerung rufen, können wir dieses Ergebnis in der anschaulicheren Form

(K.9)
$$v_{A1} = [(m_A - m_B)\,v_{A0} + 2m_B v_{B0}]/(m_A + m_B)$$

schreiben. Setzen wir diesen Ausdruck wieder in (K.5) ein, so erhalten wir für die Endgeschwindigkeit

(K.10)
$$v_{B1} = [2m_A v_{A0} + (m_B - m_A)\,v_{B0}]/(m_A + m_B).$$

Die Lösungen für die beiden Teilchen sind offensichtlich symmetrisch: Für v_{B1} gilt dieselbe Formel wie für v_{A1}, wenn man berücksichtigt, daß v_{A0} und v_{B0} beziehungsweise m_B mit m_A vertauscht werden müssen.

Einen Spezialfall, der besonders häufig auftritt, wollen wir hier näher betrachten. Wenn eines der beiden Teilchen, sagen wir A, anfangs ruht, dann müssen wir $v_{A0} = 0$ setzen. Die Endgeschwindigkeit des Projektilteilchens B ist dann

(K.11)
$$v_{B1} = \left(\frac{m_B - m_A}{m_B + m_A}\right) v_{B0},$$

und das Zielteilchen B fliegt nach dem Stoß mit der Geschwindigkeit

(K.12)
$$v_{A1} = \left(\frac{2m_B}{m_B + m_A}\right) v_{B0}$$

davon. Der Koeffizient von v_{B0} in (K.12) ist – anders als bei (K.11) – immer positiv, was im Ergebnis einfach heißt, daß das Zielteilchen klarerweise nie in die Richtung gestoßen wird, aus der das Geschoßteilchen ursprünglich kam.

Diese Stoßgesetze spielten bei vielen Entdeckungen, die wir in diesem Buch diskutiert haben, eine wichtige Rolle. Hier ein paar Beispiele.

(1) *Gasdruck.* Wenn ein Teilchen B auf einen sehr viel schwereren Körper A trifft, dann ist seine Geschwindigkeit nach dem Zurückprallen durch (K.11) gegeben. Wenn m_B im Vergleich zu m_A sogar vernachlässigt werden kann, ergibt sich $v_{B1} = -v_{B0}$, und das Projektil fliegt nach dem Aufprall mit derselben Geschwindigkeit in umgekehrter Richtung zurück. Das massive Zielteilchen wird praktisch nicht zurückgestoßen – seine Geschwindigkeit ist zu vernachlässigen. Das ist insbesondere auch dann der Fall, wenn A kein Teilchen, sondern die Wand einer Kammer ist, auf die

die Teilchen B eines Gases treffen. Wie bereits im Anhang F diskutiert, werden Gasteilchen, die senkrecht auf die Wand treffen, mit unveränderter Geschwindigkeit in die entgegengesetzte Richtung zurückprallen.

(2) *Rutherford-Streuung*. Geiger und Marsden beobachteten 1911, daß Alphateilchen, die auf eine Goldfolie treffen, gelegentlich direkt zurückreflektiert werden. Aber nach (K.11) kann ein Geschoßteilchen B, das auf ein ruhendes Teilchen A trifft, nur dann senkrecht zurückprallen, so daß v_{B1} und v_{B0} genau entgegengerichtet sind, wenn $m_B - m_A$ negativ wird, das heißt, wenn m_B kleiner ist als m_A. Rutherford konnte deshalb schließen, daß ein rückwärts gestreutes Alphateilchen auf ein Teilchen gestoßen war, das entweder erheblich schwerer war als dieses Alphateilchen oder aber mit beträchtlich höherer Geschwindigkeit aus entgegengesetzter Richtung gekommen sein mußte. Denn nach (K.10) wird ein Geschoßteilchen B, das frontal mit einem leichteren Teilchen kollidiert, nur dann zurückprallen, wenn sich A vor dem Stoß mit der Geschwindigkeit•

$$|v_{A0}| > \left(\frac{m_B - m_A}{2m_A}\right) |v_{B0}| \qquad \text{(K.13)}$$

in entgegengesetzter Richtung bewegt hat.

Beispielsweise hat ein Alphateilchen eine 7296,3mal größere Masse als ein Elektron, so daß es bei einem zentralen Stoß nur dann an einem Elektron zurückprallen kann, wenn sich das Elektron einige 1000mal schneller bewegt. Die Anfangsgeschwindigkeit des Elektrons muß mehr als 3647,6mal größer sein als die Anfangsgeschwindigkeit des Alphateilchens. Das schien derart unwahrscheinlich, daß der Schluß nahelag, das Alphateilchen sei mit einem schweren Teilchen kollidiert – eben dem Atomkern.

(3) *Kernrückstoß bei Neutronenstreuung*. Chadwick untersuchte die Strahlen, die entstehen, wenn man Beryllium mit Alphateilchen beschießt. Wenn Atomkerne von diesen Strahlen getroffen werden, bekommen sie durch den Stoß eine Geschwindigkeit, die proportional ist zu

$$\frac{1}{A_0 + A}. \qquad \text{(K.14)}$$

Dabei ist A das Atomgewicht der Zielkerne und A_0 eine Konstante, die annähernd 1 beträgt. Ein solches Ergebnis ist nach (K.12) auch zu erwarten. Ein Geschoßteilchen, das mit vorgegebener Geschwindigkeit v_{B0} auf eine Reihe von ruhenden Teilchen A trifft, erteilt A beim Stoß eine Geschwindigkeit, die proportional zu $1/(m_B + m_A)$ ist. Diese Größe ist ihrerseits proportional zu (K.14), sofern das Geschoßteilchen das Atomgewicht A_0 und das Zielteilchen das Atomgewicht A hat. Deshalb konnte Chadwick aus seinen Messungen schließen, daß die elektrisch neutralen Teilchen der Berylliumstrahlung ein Atomgewicht haben müssen, das gleich der Konstanten in (K.14) ist und deshalb nahe bei 1 liegt. In der Tat haben diese Teilchen – die Neutronen – ein Atomgewicht um 1, nämlich 1,009.

Was wir hier über den Impuls gesagt haben, gilt nur für Teilchen, deren Geschwindigkeiten nur einen kleinen Bruchteil der Lichtgeschwindigkeit ausmachen. Für Teilchen mit nahezu Lichtgeschwindigkeit muß die Definition des Impulses geändert werden – wie Einstein bereits 1905 in seiner berühmten Arbeit zur Speziellen Relativitätstheorie gezeigt hat. Aber das wäre ein Thema für ein weiteres Buch.

• Die senkrechten Striche in (K.13) kennzeichnen, daß hier nur die Beträge der Größen v_{A0} und v_{B0} verglichen werden, ohne die Vorzeichen.

Physikalische Einheiten

Größe	Einheit	Abk.	erklärt auf S.
Länge	Meter	m	
Zeit	Sekunde	sek	
Masse	Kilogramm	kg	
Kraft	Newton	N	
Energie	Joule	J	
elektrische Ladung	Coulomb	C	
elektrischer Strom	Ampere	A	
elektrische Spannung	Volt	V	
Absolute Temperatur	Kelvin	K	
Wärmeenergie	Kalorie	cal	

Die Werte sind aus „Review of Particle Properties", *Rev. Mod. Phys.* **52**, Nr. 2, Teil II (April 1980) entnommen. Mögliche Abweichungen wirken sich höchstens in der letzten Dezimalstelle aus.

Naturkonstanten

Größe	Symbol	Wert
Lichtgeschwindigkeit	c	$2{,}9979246 \times 10^{8}$ m/sek
elektrische Feldkonstante	k_e	$8{,}987552 \times 10^{9}$ N m/C^2
Elementarladung	e	$1{,}60219 \times 10^{10}$ C
Elektronenvolt	eV	$1{,}60219 \times 10^{19}$ J
Faraday-konstante	$N_0 e$	96485 C/mol
Avogadrozahl	N_0	$6{,}0220 \times 10^{23}$/mol
atomare Masseneinheit	amu	$1{,}6606 \times 10^{27}$ kg
Elektronenmasse	m_e	$9{,}109 \times 10^{-31}$ kg
Protonenmasse	m_p	$1{,}67265 \times 10^{-27}$ kg
Neutronenmasse	m_n	$1{,}67495 \times 10^{-27}$ kg
siderisches Jahr	Jr	$3{,}1558 \times 10^{7}$ sek
Fallbeschleunigung	g	9,806 m/sek^2
Gravitationskonstante	G	$6{,}672 \times 10^{11}$ N m^2/kg^2
Mechanisches Wärmeäquivalent		4,184 J/cal
Boltzmannkonstante	k	$1{,}3807 \times 10^{-23}$ J/K
Kreiszahl	π	3,1415927
$(1+\delta)^{1/\delta}$ für $\delta \to 0$	e	2,7182818

Die chemischen Elemente

Element	Symbol	Ordnungszahl	Atomgewicht
Wasserstoff	H	1	1,0079
Helium	He	2	4,00260
Lithium	Li	3	6,941
Beryllium	Be	4	9,01218
Bor	B	5	10,81
Kohlenstoff	C	6	12,011
Stickstoff	N	7	14,0067
Sauerstoff	O	8	15,9994
Fluor	F	9	18,998403
Neon	Ne	10	20,179
Natrium	Na	11	22,98977
Magnesium	Mg	12	24,305
Aluminium	Al	13	26,98154
Silicium	Si	14	28,0855
Phosphor	P	15	30,97376
Schwefel	S	16	32,06
Chlor	Cl	17	53,453
Argon	Ar	18	39,948
Kalium	K	19	39,0983
Calcium	Ca	20	40,08
Scandium	Sc	21	44,9559
Titan	Ti	22	47,90
Vanadin	V	23	50,9415
Chrom	Cr	24	51,996
Mangan	Mn	25	54,9380
Eisen	Fe	26	55,847
Kobalt	Co	27	58,9332
Nickel	Ni	28	58,70
Kupfer	Cu	29	63,546

Zink	Zn	30	65,38
Gallium	Ga	31	69,72
Germanium	Ge	32	72,59
Arsen	As	33	74,9216
Selen	Se	34	78,96
Brom	Br	35	79,904
Krypton	Kr	36	83,80
Rubidium	Rb	37	85,4678
Strontium	Sr	38	87,62
Yttrium	Y	39	88,9059
Zirkonium	Zr	40	01,22
Niob	Nb	41	92,9064
Molybdän	Mo	42	95,94
Technetium	Tc	43	97
Ruthenium	Ru	44	101,07
Rhodium	Rh	45	102,9055
Palladium	Pd	46	106,4
Silber	Ag	47	107,868
Cadmium	Cd	48	112,41
Indium	In	49	114,82
Zinn	Sn	50	118,69
Antimon	Sb	51	121,75
Tellur	Te	52	127,60
Iod	I	53	126,9045
Xenon	Xe	54	131,30
Cäsium	Cs	55	132,9054
Barium	Ba	56	137,33
Lanthan	La	57	138,9055
Cer	Ce	58	140,12
Praseodym	Pr	59	140,9077
Neodym	Nd	60	144,24
Promethium	Pm	61	145
Samarium	Sm	62	150,4
Europium	Eu	63	151,96
Gadolinium	Gd	64	157,25
Terbium	Tb	65	158,9254
Dysprosium	Dy	66	162,50
Holmium	Ho	67	164,9304
Erbium	Er	68	167,26
Thulium	Tm	69	168,9342
Ytterbium	Yb	70	173,04
Lutetium	Lu	71	174,967
Hafnium	Hf	72	178,49
Tantal	Ta	73	180,9479
Wolfram	W	74	183,85
Rhenium	Re	75	186,2
Osmium	Os	76	190,2
Iridium	Ir	77	192,22
Platin	Pt	78	195,09
Gold	Au	79	196,9665
Quecksilber	Hg	80	200,59
Thallium	Tl	81	204,37
Blei	Pb	82	207,2
Bismuth	Bi	83	208,9804
Polonium	Po	84	209
Astat	At	85	210
Radon	Rn	86	222
Francium	Fr	87	223
Radium	Ra	88	226,0254
Actinium	Ac	89	227,028
Thorium	Th	90	232,0381
Protactinium	Pa	91	231,0359
Uran	U	92	238,029
Neptunium	Np	93	237,0482
Plutonium	Pu	94	244
Americium	Am	95	243
Curium	Cm	96	247
Berkelium	Bk	97	247
Californium	Cf	98	251
Einsteinium	Es	99	254
Fermium	Fm	100	257
Mendelevium	Md	101	257
Nobelium	No	102	259
Lawrencium	Lr	103	260

Die Atomgewichte sind hier bezogen auf 1/12 des Atomgewichts von ^{12}C, dem häufigsten Kohlenstoffisotop, angegeben. Quelle: *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, herausgegeben von R. C. Weast und M. J. Astle, 62te Auflage (CRC Press, 1981–82).

Literatur

E. Bodenstedt, *Experimente der Kernphysik und ihre Deutung.* 3 Bände. Wissenschaftsverlag (BI), Zürich, 1972.•

W. R. Fuchs, *Knaurs Buch der modernen Physik.* Mit einem Geleitwort von Max Born. Droemersche Verlagsanstalt Th. Knaur Nachf., München/Zürich, 1972 (nur noch über Bibliotheken erhältlich).•

E. Segrè, *Die großen Physiker und ihre Entdeckungen.* Von den Röntgenstrahlen zu den Quarks. Piper, München/Zürich, 1981.•

Herder Lexikon *Bedeutende Naturwissenschaftler und Techniker von der Antike bis zur Gegenwart.* Herder, Freiburg, 1979.•

R. A. R. Tricker, *Frühe Elektrodynamik.* Das erste Stromgesetz. Vieweg, Wiesbaden 1974.

D. L. Anderson, *The Discovery of the Electron.* Van Nostrand, 1964.

E. N. da C. Andrade, *Rutherford and the Nature of the Atom.* Doubleday, 1964.

R. T. Beyer, *Foundations of Nuclear Physics.* Dover, 1949.

J. B. Birks, *Rutherford at Manchester.* Benjamin, 1965.

Sir James Chadwick, *The Collected Papers of Lord Rutherford of Nelson O. M., F. R. S.* Interscience, 1963.

I. B. Cohen, „Conservation and the Concept of Electric Charge: An Aspect of Philosophy in Relation to Physics in the Nineteenth Century,“ in M. Clagett, *Critical Problems in the History of Science.* University of Wisconsin Press, 1959.

~, *Franklin and Newton.* American Philosophical Society, 1956.

• Diese Bücher wurden für die deutsche Ausgabe in die Literaturliste aufgenommen.

J. G. Crowther, *The Cavendish Laboratory, 1874–1974*. Science History, 1974.

B. Dibner, *Oersted and the Discovery of Electromagnetism*. Blaisdell, 1962.

A. S. Eve, *Rutherford: Being the Life and Letters of the Rt. Hon. Lord Rutherford, O. M.* Macmillan 1939.

N. Feather, *Lord Rutherford*. Priory Press, 1973.

C. C. Gillispie, *Dictionary of Scientific Biography*. Scribner's, 1970.

G. Holton, „Subelectrons, Presuppositions, and the Millikan-Ehrenhaft Dispute", in *Historical Studies in the Physical Sciences*, 9 (1978), 161.

A. J. Ihde, *The Development of Modern Chemistry*. Harper & Row, 1964.

A. I. Miller, *Albert Einstein's Special Theory of Relativity: Emergence (1905) and Early Interpretation (1905–1911)*. Addison-Wesley, 1980.
Sir Mark Oliphant, *Rutherford: Recollections of the Cambridge Days*. Elsevier, 1972.

A. Pais, „Einstein and the Quantum Theory", *Reviews of Modern Physics*, **51** (1979), 863.

~, „Radioactivity's Two Early Puzzles", in *Reviews of Modern Physics*, **49** (1977), 925.

D. Roller und D. H. D. Roller, *The Development of the Concept of Electric Charge*. Harvard University Press, 1954.

R. H. Stuewer, *Nuclear Physics in Retrospect: Proceedings of a Symposium on the 1930s*. University of Minnesota Press, 1979.

George Thomson, *J. J. Thomson: Discoverer of the Electron*. Doubleday, 1965.

J. J. Thomson, *Electricity and Matter: The 1903 Silliman Lectures*. Scribner's, 1906.

~, *Recollections and Reflections*. G. Bell, 1936.

C. Weiner, *History of Twentieth Century Physics: Course LVII of The Proceedings of the International School of Physics „Enrico Fermi"*. Academic Press, 1977.

E. Whittaker, *A History of the Theories of Aether and Electricity*. Thomas Nelson, 1953.

Alexander Wood, *The Cavendish Laboratory*. Cambridge University Press, 1946.

Notes and Records of the Royal Society of London, **27**, Nr. 1, August 1972. [Rutherford-Artikel von Oliphant, Massey, Feather, Blackett, Lewis, Mott, O'Shea, und Adams.]

Bildnachweise

Eröffnungsphoto
Cavendish-Laboratorium.
Seite 3
Cavendish-Laboratorium.
Seite 9
Cavendish-Laboratorium.
Seite 12
Burndy Library.
Seite 16
Experimental Researches on the Electrical Discharge. Von Warren de la Rue, London, 1880, Pl. 9; nachgedruckt in *The nineteenth Century*, L. Pearce Williams, Charles Scribner's Sons, New York, 1978.
Seite 17
Science Museum, London, British Crown Copyright.
Seite 22
Photo: Science Museum, London.
Seite 28
Burndy Library.
Seite 30
AIP Niels Bohr Bibliothek.
Seite 45
Harold Edgerton, M.I.T..
Seite 47
Photo: Science Museum, London.
Seite 54
Emilio Segrè.
Seite 60
Archiv des California Institute of Technology.
Seite 63
Science Museum, London. British Crown Copyright.
Seite 67
Cavendish-Laboratorium.
Seite 70
Royal Institution.
Seite 73
Photo: Science Museum, London.
Seite 75
Archiv des California Institute of Technology.
Seite 81
Bettmann Archive, Inc..
Seite 82 (oben)
Universität von Canterbury.
Seite 82 (unten)
McGill Universität.

Seite 87
Ullstein Bilderdienst.
Seite 89
Hale Observatories.
Seite 96
Bettmann Archive, Inc..
Seite 104
Niels Bohr Institut, Kopenhagen.
Seite 105
Museum of the History of Science, Oxford University.
Seite 112
Cavendish-Laboratorium.
Seite 113
AIP Niels Bohr Bibliothek.
Seite 114
Cavendish-Laboratorium.
Seite 118
Carnegie Institution.
Seite 119
Carnegie Institution.
Seite 128
C.D. Anderson, AIP Niels Bohr Bibliothek.
Seite 129
Lawrence Berkeley Laboratory.
Seite 130
Lawrence Berkeley Laboratory.
Seite 131
Lawrence Berkeley Laboratory.
Seite 132
Sammlung von E. Segrè. Von C. F. Powell zur Verfügung gestellt.

Index

A

Abdera 1
Ablenkung
von Alphateilchen bei der Rutherford-Streuung 165
elektrische ~ 31 f., 42, 140 ff.
magnetische ~ 38 ff., 140 ff.
Aepinus, Franz Ulrich Theodosius 13, 57
Alphateilchen
Atomgewicht der ~ 88
hyperbolische Bahn bei der Streuung von ~ 96, 104, 165
große Streuwinkel bei ~ 96 f., 102 f.
identisch mit Heliumkernen 88 f.
Masse/Ladungsverhältnis der ~ 88
Namensgebung 83
Streuung von ~ 165 f.
Streuwinkel von ~ gemessen 102 f.
Alphazerfall
energetische Voraussetzungen des ~s 120
Ampère, André Marie 34 f., 37 f.
Ampere-Definition 34 f.
amu (atomare Masseneinheit) 27 f.
Anderson, Hans Christian 38
Anderson, Carl 127, 131
Anderson, D. L. 176
Andrade, E. N. da Costa 89
Ångström-Definition 2
Anion (benannt) 70
Anode 17
Herkunft des Wortes 70
~ in Thomsons Kathodenstrahlröhre 22
Antimyon 131 f.
Antineutrino 126
Antipion 131 f.
Antiproton 128 f.
Antiteilchen 128
Arbeit
Definition der ~ 43 f.
und kinetische Energie 43 f., 145 f.
Archimedes 155
Aston, Francis William 67 f.
Atom 1, 55 f., 59 f.
Beschreibung des ~s 2, 4
frühe Vorstellungen vom ~ 2, 53
Größe des ~ 78
Ladungsverteilung im ~ 83, 85
Massen der ~e 59 f., 86
~modell 81, 84, 104
Wirkungsquerschnitte von ~en 102
Atomgewichte 2, 60 ff., 64 f., 67
Abweichung von der Ganzzahligkeit der ~ 67, 86, 109 f.
Avogadros Werte für die ~ 65
Bestimmung der ~ 61 f., 72
Daltons Werte für die ~ 61 f.
moderne Werte für die ~ 62
von Isotopen 68
Atomismus 1 ff.
Atomkern 2, 81 f.
Aufbau des ~s 116 f.
Entdeckung des ~s 96 f.
Ladung des ~s 81
Rückstoßgeschwindigkeit von ~en 114 f.
Rutherfords Vorstellung vom ~ 86, 113 f.
Austauschkraft 116
Avogadro, Amadeo Conte di Quaregna 64 f.
Avogadrosche Zahl 65, 72
Bestimmung der ~ 94
Millikans Berechung der ~ 78, 163
und Messung der Elektronenladung 78

B

Batterie
Erfindung der ~ 34
und potentielle elektrische Energie 49
Becker, H 114
Becquerel, Antoine Henri 82, 87
Bede, Ehrwürdiger 10, 57
Bernoulli, Daniel 26
Berzelius, Jöns Jakob 65, 83
Beschleuniger
Bevatron 130
CERN 134
Cockroft-Walton ~ 119
Stanford Linear Accelerator Center 83, 134
Van de Graaff-~ 118 f.
Zyklotron 85
Beschleunigung 19
Begriffsdefinition 19
beim Kathodenstrahl-Versuch 25
in Newtons Kraftgesetz 19 f.
Betastrahlen 55, 85, siehe auch Betateilchen, Elektron
Betateilchen
als Elektronen identifiziert 88
Ladung der ~ siehe Elektron
Masse/Ladungsverhältnis der ~ 88
Namensgebung 83
Betazerfall
in radioaktiven Zerfallsreihen 108 f.
Mechanismen beim ~ 108 f., 118 f.
~ und Neutrino-Emission 126
Bethe, H. A. 131
Bewegung
Brownsche ~ 59
~sgesetze, siehe Newton
Beyer, R. T. 176
Bildröhre als Kathodenstrahlröhre 24
Biot, Jean-Baptiste 34
Birks, J. B. 176
Blackett, P. M. S. 85
Blake, William 136
Blasenkammer 38, 104, 126
Bohr, Niels Hendrik David 54, 83, 104 f., 126, 135
Boltzmann, Ludwig 1
Boltzmannkonstante 64
Millikans Berechnung der ~ 154
und Gasgesetze 149 f.
Bothe, W. 114
Brahe, Tycho 38
Breit, Gregory 118
Brock, W. H. 57
Brown, C. F. 118
Brownsche Bewegung 59
Butler, C. C. 133

C

Cabeo, Niccolo 15, 16, 57
California Institute of Technology 60
Carlisle, Anthony 69
Cassen, B. 118
Cavendish, Henry 4, 35
Cavendish-Laboratorium 3 ff.
Entdeckungen am ~ 6
Experimente zur Elektronenladung am ~ 73 f.
Frauen am ~ 7

Gründung des ~s 6
heutiges ~ 135
Leiter des ~s 6 f.
Maxwell am ~ 6 f.
Rayleigh am ~ 7
Rutherford am ~ 84
Thomson am ~ 7
Cavendish, William 4
Chadwick, Sir James 4, 10, 84, 113 f., 126, 178
Beryllium-Experimente von ~ 114 f.
Neutronenkammer von ~ 114
Chamberlain, Owen 128
chemische Formeln (Konventionen) 62
Chew, Geoffrey 133
Cockcroft, John D. 50, 84, 119
Cohen, I. Bernhard 75, 178
Collinson, Peter 13, 18
Compton, Arthur Holly 125
Condon, E. U. 118
Conversi, M. 131
Coulomb, Charles Augustin 27
Torsionswaage von ~ 27 f.
Coulomb-Definition 28
Coulomb-Gesetz 28, 143
und Rutherford-Streuung 98
Cowan, Clyde L. 127
Crookes-Röhre 17
Crookes, Sir William 18, 65
Crowther, J. A. 103
Crowther, J. G. 177
Curie, Marie Sklodowska 87, 88 f.
Curie, Pierre 87, 88 f., 91

D

Dahl, O. 118
Dalton, John 1, 56, 59 f., 61 f.
Atomgewichte nach ~ 61 ff.
~s chemische Formeln 62 f.
Davy, Sir Humphrey 69
Demokrites 1, 56
Deuteron 117
Devonshire, Duke of, siehe Cavendish, William
Dibner, B. 177
Dimensionsbetrachtung zur Rutherford-Streuung 166 f.
Dirac, Paul Adrien Maurice 127
Dorn, Friedrich Ernst 90
Du Fay, Charles François de Cisternay 11, 13, 27, 57

E

Ehrenhaft, Felix 78
Einheiten, physikalische 174
Einstein, Albert 60, 109, 125
Allgemeine Relativitätstheorie ~s 21
Spezielle Relativitätstheorie ~s 125, 127, 173
elektrische Ablenkung von Kathodenstrahlen 31 f., 42
elektrische Anziehung und Abstoßung 13
elektrische Entladungen, siehe Entladungen
elektrisches Feld 29, 143 f.
Ablenkung durch ein ~ 32, 140
Berechnung des ~es 29
Definition des ~es 29
Einheiten für das ~ 29
Feldlinien des ~es 30
Stärke des ~ 32
elektrische Kraft (Abstandsabhängigkeit) 26 f.
Richtung der ~ 27
$1/r^2$-Gesetz für die ~ siehe Coulomb-Gesetz
elektrische Ladung
elektrolytische Einheit für die ~ 71 f.
Einführung des Begriffs ~ 16, 56
Einheiten für die ~ 27 f.
Erhaltungssatz für die ~ 13
Feldlinien von ~en 31
in Millikans Öltröpfchenversuch 77
negative ~ 13, 14
positive ~ 13, 14
elektrische Leitung (Entdeckung) 14
elektrisches Potential (Definition) 45 f.
elektrischer Strom 3, 12, 34
Einheit für den ~ 34, 35
Elektrizität
atomare Erklärung der ~ 96
Entladung der ~ 15
erste Experimente zur ~ 10-15
Fluidum-Theorien der ~ 12-15
negative ~ 13, 14
positive ~ 13, 14
Elektrode (Bezeichnung) 69
Elektrolyse 69 f.
Entdeckung der ~ 69
Erklärung der ~ 70 f.
Reaktionsgleichungen für die ~ 71
und elektrischer Strom 71
elektromagnetische Ablenkung als Methode zur Isotopentrennung 68
elektromagnetische Einheit 35
elektromagnetische Wellen (Nachweis) 7
Elektromagnetismus
Eigenschaften des ~ 37 f.
Entdeckung des ~ 34 f.
Maxwellsche Gleichung zum ~ 7
Elektron 2, 4, 56, 71
Eigenschaften des ~s 12
als Elementarteilchen 51 f.
Entdeckung des ~s 9 f.
Ladung des ~s 78
Masse/Ladungsverhältnis 51 f., 53, 72, 78
und chemische Bindung 9
und elektrischer Strom 1, 9, 54, 55
siehe auch Kathodenstrahlen
Elektronenaustausch als frühe Theorie der Kernkräfte 116
Elektronenladung
Messung der ~ 73 f.
Millikans Messung der ~ 76–79
Elektronenvolt (Definition) 49
elektrostatische Einheiten 29
Elementarladung (Definition) 50
siehe auch Elektronenladung
Elementarteilchen, siehe Teilchen
Elemente 2, 56, 61 f.
Atomgewichte der ~ 2
Daltons Symbole für ~ 62
Kernladung von ~n 105 f.
Ordnungszahlen der ~ 106
Tabelle der ~ 175 f.
Elementumwandlung beim Alphazerfall 107
Ellis, C. D. 126
Energie 43 f.
siehe auch: Energieerhaltungssatz, Gleichverteilungssatz und kinetische Energie
Energieerhaltungssatz 44, 147
bei den Kathodenstrahl-Experimenten 49 f., 148
bei der Entdeckung des Neutrons 114
bei Joules Messungen zum

Wärmeäquivalent 46 f.
beim radioaktiven Zerfall 109 f., 126
bei Rutherford-Streuung 97
Entladung 15
~sröhren 16, 17
siehe auch Leuchtstoffröhren
Erhaltungssatz
Energie~ 44
Impuls~ 99 f., 169 f.
Ladungs~ 16
Eve, A. S. 85

F

Fajans, K. 107
Fallbeschleunigung 19
Faraday, Michael 15, 30, 59, 69 f.
Elektrolyse-Apparat von ~ 70
~s Untersuchungen zur Elektrolyse 69 f.
Faradaykonstante 72, 78
Feather, N. 85, 177
Feenberg, Eugene 118
Feldlinien 31, 32 f., 36, 143
siehe auch: elektrisches Feld
Fermi-Definition 2
Fermi, Enrico 3, 118, 126
Fletcher, Harvey 75, 76
Franklin, Benjamin 13
~s Fluidum-Theorie 12, 57

G

Gammastrahlen 89
Gamow, George 85, 119
Ganzzahligkeit der Atomgewichte 67, 86
Gaskonstante 149
Gas
~druck 172
~entladungen 16 f.
~gesetze und Boltzmannkonstante 149 f.
Gauß, Karl Friedrich 37
Gay-Lussac, Joseph Louis 62
Geiger, Hans Wilhelm 96
Experimente von ~ und Marsden 96 ff., 104
Geißler, Johann Heinrich 16
~-Röhren 16
Gell-Mann, Murray 134
Geschwindigkeit 21
Giesel, F. 88
Gilbert, William 10, 33, 57
Gill, Eric 85
Gillispie, C. C. 177
Glaselektrizität 11-15
Glazebrook, R. T. 5
Gleichverteilungssatz (für die Energie) 151 f.
Goldhaber, Maurice 85, 117 f.
Goldstein, Eugen 17, 18, 66
Gramm-Definition 20
Gravitation
Newtons ~sgesetz 26
potentielle Energie im ~sfeld 45
Gray, Stephen 11, 15, 57
Grummont, Gottfried Heinrich 15

H

Hadronen 4, 133 f.
Hafstad, L. R. 118
Hahn, Otto 121
Halbwertszeit 92-95
Bestimmung der ~ 93
und radioaktiver Zerfall 92
Harzelektrizität 11-15
Hauksbee, Francis 11-15
Heisenberg, Werner 116 ff.
Heitler, Walter 116
Helium 88 f.
Hertz, Heinrich 5, 18, 56, 71
Herzberg, Gerhard 116
Heydenberg, N. 118 f.
Higgs-Bosonen 135
Hittorf, J. W. 17
Holton, G. 75, 78
Huygens, Christian 46

I

Ihde, A. J.
Impuls
Definition des ~es 99
~erhaltungssatz 169 f.
und Stoßgesetze 169 f.
Inoue, T. 131
intermediäre Vektorbosonen 55, 70, 86, 135
Ionen 65, 68
~ladung 59 f.
Isotope 65
Atomgewichte der ~ 68
Definition 65
Entdeckung der ~ 65 f.
Halbwertszeiten bei ~n 92 f.
radioaktive ~ 92
~ntrennung 68
Iwanenko, D. 116

J

Joliot, Frèdèric 114
Joliot-Curie, Irene 114
Joule, James Prescott 46
Joule-Definition 43 f.

K

Kalorie-Definition 48
Kanalstrahlen 66
Kapitza, Peter Leonidovich 115
Kathode 17
in Thomsons Kathodenstrahlröhre 22
Namensgebung 70
Kathodenstrahlen 15
Ablenkung der ~ 23 ff.
elektrische Ablenkung der ~ 31 f., 140 f.
Energieerhaltung bei ~ 49 f.
Entdeckung der Ablenkung von ~ 17, 18
magnetische Ablenkung der ~ 38 ff., 140 f.
Reichweite der ~ 18
und Kathodenmaterial 17
Kathodenstrahlröhre
in Fernsehgeräten 24
Thomsons ~ 22
Kathodenstrahlteilchen, siehe Elektron
Kation (Namensgebung) 70
Kaufmann, Walter 50, 56
Kelvin, Lord, siehe: Thomson, Sir William
Kern, siehe Atomkern
Kernkräfte durch Austauschteilchen 130
Kernladungszahl 3, 88
Bestimmung der ~ 101-106
Moseleys Messungen der ~en 104-107
Rutherfords Berechnungen der ~en 103
Kernumwandlung von Stickstoff 111 ff.
Kernspaltung 121
Kettenreaktion, siehe Kernspaltung
Kilogramm-Definition 20
kinetische Energie
Definition der ~ 43
Begriff ~ eingeführt 46
Umwandlung der ~ in potentielle Energie 45, 147
~ und Arbeit 44 f., 145 f.

Konstanten 174
kosmische Strahlung 60, 130
Kraft 20
Begriff der ~ 20 f.
Coulombs- ~Gesetz 27
in Newtons Zweitem Bewegungsgesetz 20 f.
siehe auch: elektrische Kraft und magnetische Kraft

L

Laborde, A. 95
Ladung, siehe elektrische ~
Larmor, Sie Joseph 54
Larmor-Frequenz 54
Lattes, C. M. 131
Lawrence, E. O. 50, 119
Leitung der Elektrizität 14, 22
Lenard, Phillip 55
Leptonen 4
Leuchtstoffröhren 16
Farbe von ~ 16
Leukippos 1, 56
Licht 3, 7, 15-17, 125
Löchertheorie 127
Lockyer, J. Norman 89
Logarithmen 159
Lorentz, Hendrick Antoon 53 f.
Lun Hêng 33

M

Macdonald Physicals Laboratory, siehe: Rutherford, McGill Universität
Mach, Ernst 1, 3, 56, 75
magnetische Ablenkung von Kathodenstrahlen 38 ff., 42, 141 f.
magnetische Kraft 33 f., 38 f.
Berechnung der ~ 38 f.
erste Beschreibungen der ~ 33 f.
Richtung der ~ 34 f., 36
Unterschied zur elektrischen Kraft 36, 40
magnetische Pole 33, 36
Magnetismus
Historisches zum ~ 33
siehe auch magnetische Kraft und Elektromagnetismus
Magnetit 33 f.
Majorana, Ettore 116
Maricourt, Pierre de 33, 57
Marsden, Ernst 96
siehe auch: Geiger-Marsden-Experimente
Marshak, R. E. 131
Masse
Begriff der ~ 19 f.
im Unterschied zum Gewicht 21
in Einsteins Relativitätstheorie 109
Masse/Ladungsverhältnis
Berechnung des ~ses 140 ff.
der Alphateilchen 188
des Elektrons 51f., 53, 72, 78
Thomsons Werte für das ~ 54
Massenspektrograph 67
Materie atomar aufgebaut 3
Maxwell, James Clerk 5
~sche Gleichungen 5
Mayer, Julius 46
mechanische Energie in Wärme umwandelbar 46 f.
Meitner, Lise 126
Meson 130 ff.
Michelson, A. A. 59
Miller, A. J. 178
Millikan, Robert Andrews 49, 59 f., 75 f., 134, 154 f.
Öltröpfchenversuch von ~ 75 f.
Untersuchungen ~s zum Photoeffekt 125
Mol-Definition 65
Molekulargewicht 64 f.
Moleküle 3
Molecules elementaires 65
Moore, A. D. 57
Morse, Samuel, F. B. 37
Moseley, H. G. J. 105 f., 107
Mott, Sir Nevill 84
Myon 130, 131

N

Nagaoka, Hantaro 81
Natrium
~-D-Linien 54
~-Spektrum 53 f.
Nebelkammer
Experimente mit der ~ 73 f., 128
Wilsons ~ 73
Neddermeyer, S. H. 131
Needham, Joseph 33, 57
Ne'eman, Juval 134
Neutrino 126
Häufigkeit des ~s im Universum 127
Masse des ~s 126
Neutron 2, 4, 68, 111-121
als Elementarteilchen 117 f.
als Kernteilchen 2
Atomgewicht des ~s 174
Entdeckung des ~s 4, 113 f.
~enkammer, siehe Chadwick
Masse des ~s 174
und atomares Maß 111 ff.
~enzahl 117 f.
Newton, Sir Isaac 1, 9, 19, 57
Erstes Bewegungsgesetz ~s 20
Gravitationsgesetz ~s 26
Drittes Bewegungsgesetz ~s 21, 44
Zweites Bewegungsgesetz ~s 19 f., 139
Newton-Definition 20
Nicholson, William 69
Nollet, Abbé 11, 15
Jean-Antoine 15, 20

O

Occhialini, C. P. S. 131
Oersted, Hans Christian 34 f., 37 f., 57
Oliphant, Sir Mark 84
Öltröpfchenversuch von Millikan 49, 59 f., 75 f., 154 f.
Ordnungszahl, siehe Kernladungszahl
Orthmann, W. 126
Ostwald, Wilhelm 75
~s Klassiker 57

P

Pais, A. 95, 178
Pancini, E. 131
Pauli, Wolfgang 126 f.
~-Prinzip 127
Peregrinus, Peter 33, 57
Perrin, Jean Baptiste 28, 59, 75
Photoeffekt 125
Photon 125
Piccioni, O. 131
Pion (Pi-Meson) 131, 132
Pippard, Sir Brian 135
Planck, Max 153
Plato 10, 57
Plücker, Julius 17
Positron 14, 127 ff.
potentielle Energie 163 ff.
Potenzschreibweise 6
Powell, C. F. 131
Priestley, Joseph 26
Principia (Newtons) 19, 25

Proton 2, 4, 68
Namensgebung für das ~86
~-Proton-Streuung 118
~enzahl 117 f.
Prout, William 56, 67
Quarks 134

R

radioaktiver Zerfall 91 f., 159 f
siehe auch Radioaktivität, Alpha- und Betazerfall
Radioaktivität
Alpha-~ 83, 88, 107
Beta-~ 83, 88, 107
Energieerhaltung bei der ~ 94, 95
Entdeckung der ~ 65, 82, 87 f.
Erklärung der ~ 65-87
exponentielle Zerfallskurven bei der ~ 91
Isotope und ~ 66
Namensgebung 88
Rutherfords und Soddys Erklärung der ~ 91
und die Leitfähigkeit von Gasen 82, 83
Zerfallsprodukte der ~ 107 ff.
Zerfallsreihen bei der ~ 108
Radium 88, 90 f.
~-Emanation 90
Radon 90 f.
Ramsey, William 89
Rasetti, F. 116
Rayleigh, Lord 5
Rechte-Hand-Regel 36
Reibungselektrizität
siehe triboelektrische Reihe
Reines, Frederick 127
Relativitätstheorie Einsteins 21, 125, 127, 173
Robinson, John 27
Rochester, G. D. 133
Roller, D. 177
Roller, D. H. D. 177
Röntgenstrahlen
Entdeckung der ~ 82 f.
siehe auch Radioaktivität
Röntgen, Wilhelm Konrad 82
Royal Institution 69
Royal Society London 5, 83
Royds, T. D. 89
Rumford, Count 46, 69, 96
Russel, A. S. 107 f.
Rutherford, Sir Ernest 4, 7, 81-85, 137
~ am Cavendish-Laboratorium 84
~ an der McGill-Universität 83
~s Berechnung der Atomgewichte 103
Biographisches über ~ 81-85
~-Entdeckung des Atomkerns 96 f.
Gammastrahlen benannt durch ~ 89
Helium-Experimente ~s 89 f.
Kernumwandlung bei Stickstoff durch Alphateilchenbeschuß entdeckt 111 ff.
Neutron vorausgesagt 113
Proton benannt durch ~ 86
~sche Streuformel 166-169
~s Streuexperimente 83 96 f., 165 f.
~s Silliman Vorlesung in Yale 83
Thorium-Experimente ~s 88 f.

S

Sakata, S. 131
Savart, Félix 34
Segrè, Emilio Gino 116
Seltsame Teilchen 133
Shaw, W. N. 5
Soddy, Frederick 65, 83, 89, 107 f.
Spannung 147
Spektrum 53
Heliumlinien im Sonnen~ 89
Molekül~ 116 f.
Spencer, Adam 12
Stabiles Tal der Energie von Atomkernen 120
Stabilität
~ von Energieteilchen 2
~ von Materie 2
Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) 133 f.
Stevenson, C. E. 131
Stokes, Sir George 73
~sches Gesetz 73
Stoney, George Johnstone 56 f., 59, 71
Straßmann, Fritz 121
Stoßgesetze 169 f.
Stoßparameter 101 f.
Street, C. J. 131
Streuung
siehe Beschleuniger und Rutherfords Streuexperimente
Streuwinkel 97
Strutt, John William 5
Stuever, R. H. 178
Supernova 121

T

Tamm, J. E. 116
Tau-Teilchen 132
Teilchen
Liste der ~ 9
Masse/Ladungsverhältnis von ~ 141
Reichweiten von ~ 51
Stoßgesetze bei ~ 169 f.
Telegraphen (erste) 37
Temperatur-Definition 153
Thompson, Benjamin 177
Thomson, Sir Joseph John 4, 7, 9, 12-14, 18, 19, 65, 83
~s Bestimmung der Elektronenladung 74 f.
~s Bestimmung des Masse/Ladungsverhältnisses bei Elektronen 49 f., 72
~s Entdeckung des Elektrons 53 f., 57
~s Entdeckung von Isotopen 65 f.
~s Formel 23, 141
Kathodenstrahl-Experimente von ~ 10, 22-25, 40-43, 49 f., 51
~s Kathodenstrahlröhre und Versuchsaufbau 22
~s Messung der Kathodenstrahlablenkung im elektrischen Feld 31, 32
~s Messung der magnetischen Ablenkung 38 f.
~s Silliman Vorlesung in Yale 81
Thomson, Sir William 5
Thorium 88
~-Emanation 90
~ X 90
~-Zerfallsreihe 108
Timaios 10, 33
Torsionswaage von Coulomb 27, 28
Townsend, J. S. E. 73 f.
~s Experimente zur Bestimmung der Elektronenladung 73 ff.
triboelektrische Reihe 14
Tricker, R. A. R. 176
Trinity College 9 f.
Tsêng Kung-Liang 33
Tuve, Merle A. 117 f.

U

Universum und Teilchen
121, 127
Uran 88, 93,108 f.
~isotope 93
~-Zerfallsreihen 108
Urknall 121
Urey, Herold

V

Van de Graaff-Beschleuniger
siehe Beschleuniger
Vakuumpumpen 22
Varley, Cromwell 18
Vektoren 21
Vektorbosonen 135
Verbindungen
chemische Formeln für ~
60 f.
Daltons chemische Formeln
für ~ 60
Daltons Symbole für ~ 62
Villard, P. 89
Viskosität 74 f.
Volta, Alessandro Count 34
Volt-Definition 45

W

Walton, E. T. S. 50, 84
Wang Chung 33
Wasser als chemische Verbindung 64
Wärmeäquivalent 46
Watson, William 12, 15
Watt-Definition 46
Weber, Wilhelm 37 f.
Weber-Definition 36
Weiner, C. 178
Weisskopf, Victor F. 128
Weyl, Hermann 127
Whewell, William 70
Whittacker, E. 177
Wiegand, Clyde 128
Wien, Wilhelm 66
Wilson, Charles Thomson Rees
73 f.
Wilson, H. A. 73 f.,134
~s Nebelkammer 73
Wirkungsquerschnitt 102 f.
Wood, Alexander 177
Wooster, A. A. 126

Y

Ypsilantis, Tom 128
Yukowa, Hidekei 130

Z

Zähigkeit, siehe Viskosität
Zeeman, Pieter 53
~-Effekt 53 f.
Zweig, George 134

Originaltitel:
The Discovery of Subatomic Particles
Übersetzt von Manfred Gaida

CIP-Kurztitelaufnahme der Deutschen Bibliothek

Weinberg, Steven:
Teile des Unteilbaren: Entdeckungen im Atom / Steven Weinberg. [Aus d. Amerikan. übers. von Manfred Gaida]. – Heidelberg: Spektrum der Wiss., 1984.
Einheitssacht.: The Discovery of Subatomic particles ⟨dt.⟩
ISBN 3-922508-66-9

Lektorat: Katharina Neuser-von Oettingen

Produktion: Karin Schneider

Buchgestaltung: Henri Wirthner

Gesamtherstellung: Klambt-Druck GmbH, Speyer